



# Magnétométrie stellaire et Imagerie Zeeman-Doppler appliquées à la recherche d'exoplanètes par mesures vélocimétriques

Elodie E. Hebrard

## ► To cite this version:

Elodie E. Hebrard. Magnétométrie stellaire et Imagerie Zeeman-Doppler appliquées à la recherche d'exoplanètes par mesures vélocimétriques. Astrophysique [astro-ph]. Université Toulouse III Paul Sabatier, 2015. Français. NNT: . tel-01309532

**HAL Id: tel-01309532**

**<https://theses.hal.science/tel-01309532>**

Submitted on 29 Apr 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



# THÈSE

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

---

---

Présentée et soutenue le 30/10/2015 par :

**ÉLODIE HÉBRARD**

**Magnétométrie stellaire et Imagerie Zeeman-Doppler appliquées à la  
recherche d'exoplanètes par mesures vélocimétriques**

---

---

## JURY

CLÉMENT BARUTEAU  
ANDREW CAMERON  
MAGALI DELEUIL  
THIERRY FORVEILLE  
GAITEE HUSSAIN  
ANNE-MARIE LAGRANGE  
JULIEN MORIN  
CLAIRE MOUTOU  
MICHEL RIEUTORD

IRAP  
Saint Andrews  
LAM  
IPAG  
ESO  
IPAG  
LUPM  
LAM-CFHT  
IRAP

---

**École doctorale et spécialité :**

*SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie*

**Unité de Recherche :**

*Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)*

**Directeur(s) de Thèse :**

*Jean-François Donati et Xavier Delfosse*

**Rapporteurs :**

*Magali Deleuil et Thierry Forveille*



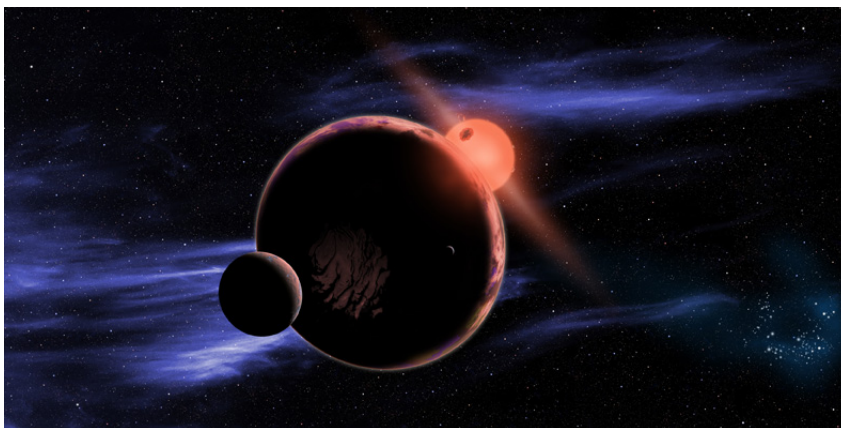


---

## Remerciments

---

*P*our m'avoir soutenu ou inspiré ou guidé (patiemment), ou pour m'avoir fait confiance, et même parfois pour avoir soumis mes nerfs à rude épreuve il faut bien l'admettre ;-) ...  
à toutes les personnes qui m'ont accompagné, de près ou de loin,  
durant ces trois années et même plus,  
*je tiens sincèrement à vous<sup>a</sup> remercier, je n'y serais jamais arrivée sans vous.*



---

<sup>a</sup>. Sophie, maman, papa, Jean-François, Xavier, Rim, Sandrine, Pierre, Aurélien, Clément, Agathe, Nicolas, Renaud, Julien, François, Isabelle, Guillaume, Giovanni, Bertrand, Stéphane, Frédéric, Pablo, Hayley, Pascal, Geneviève, l'équipe SPIRou, .....



<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Détection d'exoplanètes par vitesse radiale</b>	<b>3</b>
1.1 Les principales techniques de détection	4
1.1.1 Méthodes indirectes	5
1.1.2 Méthode directe : l'imagerie	8
1.2 La diversité des planètes extra-solaires observées	9
1.3 Intérêt des mesures de vitesse radiale	15
1.3.1 Le principe de mesure	15
1.3.2 Les principaux enjeux	17
1.4 La limitation majeure pour la détection de planètes extra-solaires de faibles masse par vitesse radiale : les signaux d'origine stellaire	19
1.4.1 Phénomènes de courtes périodes devant $P_{\text{orb}}$	19
1.4.2 Phénomènes de périodes commensurables à $P_{\text{orb}}$	20
1.4.3 Phénomènes de longue période devant $P_{\text{orb}}$	24
1.5 Synthèse	26
<b>2 Diagnostic et caractérisation du jitter d'activité en vitesse radiale</b>	<b>29</b>
2.1 Les principaux diagnostics en VR	30
2.1.1 Bissecteur et FWHM	30
2.1.2 Les indices d'activité	33
2.2 Étude du champ magnétique	36
2.2.1 Origine du champ magnétique stellaire	36
2.2.2 Détection du champ magnétique stellaire	37
2.2.3 Intérêt de l'infrarouge	41
2.3 Article $n^{\circ}$ 1 : <i>Detecting planets around active stars : impact of magnetic fields on radial velocities and line bisectors</i>	47
2.4 Filtrage du jitter d'activité	50
2.4.1 Apport de la photométrie	50
2.4.2 Apport de la spectropolarimétrie et de l'imagerie	50

<b>3</b>	<b>Application de l'Imagerie Zeeman-Doppler au filtrage de l'activité</b>	<b>55</b>
3.1	Acquérir des spectres polarisés . . . . .	56
3.1.1	Instruments . . . . .	56
3.1.2	Techniques d'extraction et de déconvolution . . . . .	57
3.2	Construire un ensemble de spectres à partir d'une image . . . . .	60
3.2.1	Description générale d'un spectre . . . . .	60
3.2.2	Description du champ magnétique . . . . .	61
3.2.3	Description d'une tache stellaire . . . . .	62
3.3	Reconstruire une image à partir d'un ensemble de spectres . . . . .	65
3.3.1	Principes généraux . . . . .	65
3.3.2	Critère d'entropie . . . . .	65
3.3.3	Performances de la méthode . . . . .	67
<b>4</b>	<b>Application sur un échantillon d'étoiles de type spectral M</b>	<b>85</b>
4.1	Justification de l'étude . . . . .	86
4.1.1	Objectif . . . . .	86
4.1.2	Sélection des cibles . . . . .	87
4.2	Caractéristiques générales des spectres collectés . . . . .	88
4.3	Modélisation du champ magnétique . . . . .	91
4.3.1	Courbes de champ longitudinal et $P_{\text{rot}}$ . . . . .	92
4.3.2	Topologie magnétique des étoiles M de l'échantillon . . . . .	94
4.4	Modélisation des variations de VR dominées par l'activité . . . . .	99
4.4.1	Détection de l'activité . . . . .	99
4.4.2	Modélisation de l'activité par imagerie Doppler . . . . .	106
4.4.3	Conclusion . . . . .	115
4.5	Article <i>n° 2 : Modeling surface features and radial velocities of M-dwarfs using ZDI technique</i> . . . . .	118
4.6	Modélisation des variations de VR des étoiles abritant une planète . . . . .	119
4.7	Bilan . . . . .	124
<b>5</b>	<b>Application sur un échantillon de jeunes étoiles actives de type T Tauri</b>	<b>127</b>
5.1	Objectif de l'étude . . . . .	128
5.2	Collecte des observations . . . . .	129
5.3	Modélisation du champ magnétique . . . . .	130
5.4	Modélisation du jitter en vitesse radiale . . . . .	132
5.5	Conclusion . . . . .	136
	<b>Conclusions &amp; Perspectives</b>	<b>139</b>
<b>A</b>	<b>Journal des observations</b>	<b>145</b>
<b>B</b>	<b>Résultats complémentaires pour les naines M</b>	<b>153</b>

<b>C Publications</b>	<b>165</b>
C.1 Articles premier auteur publiés dans une revue à comité de lecture . . . . .	165
C.1.1 <i>"Detecting planets around active stars : impact of magnetic field on radial velocities and line bisectors"</i> , MNRAS, accepté le 25 juin 2014 . . . . .	165
C.1.2 <i>Modeling surface features and radial velocities of M-dwarfs using ZDI technique</i> , MNRAS, soumis en août 2015 . . . . .	179
C.2 Liste des articles liés à la thèse hors premier auteur . . . . .	179
<b>D Profils des raies spectrales</b>	<b>181</b>
D.1 Caractéristiques de la matrice <b>K</b> . . . . .	181
D.2 Influence de $\alpha$ , $\beta$ et $\gamma$ sur le profil $I$ final . . . . .	181
D.3 Solutions d'Unno-Rachkovski . . . . .	182
<b>Liste des figures</b>	<b>183</b>
<b>Liste des tables</b>	<b>187</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>189</b>



# Liste des notations & acronymes utilisées

## Notations & Symboles :

$M_{\odot}$	Masse solaire	$1,989 \cdot 10^{30}$ kg	$V_{\text{BERV}}$	vitesse barycentrique
$R_{\odot}$	Rayon solaire	696 300 km	$V_i$	vitesse de dérive associée à l'instrument
$L_{\odot}$	Luminosité solaire	$3,846 \cdot 10^{26}$ W	$V_r$	vitesse radiale
UA	Unité astronomique	149 597 871 km	$V_s$	velocity span
$M_{\star}$	Masse stellaire		$V_b$	vitesse moyenne de la partie basse du bissecteur
$R_{\star}$	Rayon stellaire		$V_t$	vitesse moyenne de la partie haute du bissecteur
$L_{\star}$	Luminosité stellaire			
$P_{\text{rot}}$	Période de rotation stellaire		$S$	entropie de l'image reconstruite
$T_{\star}$	Température de la photosphère calme		$b$	brillance relative d'une tache
$T_{\text{spot}}$	Température d'une tache stellaire		$C$	filling factor ou taux de remplissage d'une cellule par une tache
$M_{\text{Jup}}$	Masse jovienne	$1,898 \cdot 10^{27}$ kg		
$R_{\text{Jup}}$	Rayon jovien	69 911 km		
$M_{\oplus}$	Masse terrestre	$5,972 \cdot 10^{24}$ kg		
$R_{\oplus}$	Rayon terrestre	6 371 km		
$M_P$	Masse planétaire			
$R_P$	Rayon planétaire			
$P_{\text{orb}}$	Période orbitale			
$a$	demi-grand axe de l'orbite planétaire			
$e$	excentricité de l'orbite planétaire			
$i$	Inclinaison de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée			
$v \sin i$	Vitesse équatoriale de rotation projetée sur la ligne de visée			

## Acronymes :

ZH	Zone Habitable
IR	InfraRouge
VR	Vitesse Radiale
FWHM	Full width at half maximum, <i>i.e.</i> , largeur à mi-hauteur
ZDI	Zeeman Doppler Imaging, <i>i.e.</i> , imagerie tomographique des champs magnétiques et taches stellaires
DI	Doppler Imaging, <i>i.e.</i> , imagerie tomographique des taches stellaires seules





## INTRODUCTION GÉNÉRALE

Dans de nombreux domaines astrophysiques, le champ magnétique apparaît comme un ingrédient essentiel à l'évolution des astres et à leur interaction avec le milieu extérieur. La physique stellaire ne fait pas exception, et le champ magnétique des étoiles joue un rôle clef dans de nombreux phénomènes. Il se révèle être à la fois un atout pour mieux comprendre les étoiles ou contraindre leur environnement, et une source de bruit qui perturbe la lumière émise par l'étoile.

En physique stellaire, le champ magnétique est présent à toutes les échelles temporelles (des éruptions durant quelques heures, au cycle magnétique évoluant sur plusieurs décennies) et spatiales (des taches de quelques  $\text{hm}^2$  au dipôle s'étendant sur la globalité de l'étoile). Il accompagne les principales phases de vie d'une étoile, en contrôlant sa rotation et son interaction avec le disque proto-planétaire par exemple. Dans les étoiles de faible masse, il naît des mouvements de rotation et de convection de plasma dans les couches externes, et est par la suite l'investigateur des nombreuses manifestations d'activité à la surface de l'étoile.

Le magnétisme stellaire est détecté grâce aux perturbations que le champ induit sur le spectre stellaire, à travers des déformations de profils et des changements dans la polarisation de la lumière engendrés par l'effet Zeeman. C'est ainsi la lumière, et plus généralement les ondes électromagnétiques, qui sont vecteur d'information, comme cela est généralement le cas en astrophysique. C'est également à travers elles que sont détectées les planètes extra-solaires. En effet la plupart des exoplanètes sont mises en évidence par des méthodes indirectes ce qui signifie que leur présence est dévoilée par les perturbations qu'elles induisent sur la lumière que l'on reçoit de leur étoile hôte. Il existe de nombreuses techniques de détection, mais nous nous attacherons au cours de cette thèse à l'étude de celle qui permet d'accéder à la masse, une caractéristique essentielle pour déterminer la nature d'un objet : la vélocimétrie.

Lorsqu'une planète est en orbite autour d'une étoile, le mouvement de chacun des corps se fait autour du centre de masse du système {étoile ; planète}. L'étoile étant une source d'onde électromagnétique, ce mouvement se traduit par un décalage par effet Doppler qui affecte tout le spectre stellaire. La vélocimétrie permet la mesure de la vitesse de rotation de l'étoile, projetée le long de la ligne de visée, ou vitesse radiale. Cette vitesse est directement proportionnelle, entre autres choses, à la masse de la planète, et inversement proportionnelle à la racine carrée de la masse de l'étoile. Cependant, les signaux de vitesse radiale ne sont pas engendrés par les seuls compagnons planétaires. Toute source de déformations des spectres stellaires peut potentiellement induire un signal parasite

en vitesse radiale (ou jitter d'activité). C'est le cas du champ magnétique, et de l'activité qu'il génère à la surface de l'étoile : taches sombres et brillantes, suppression de la convection, etc... L'amplitude du signal est d'autant plus grande que le niveau d'activité de l'étoile est important.

L'activité stellaire constitue à ce jour le principal obstacle dans la chasse aux exoplanètes semblables à la Terre (en terme de masse, de rayon, et de flux lumineux reçu). Les instruments ont en effet atteint le niveau de précision en théorie nécessaire pour détecter de telles planètes. Cependant, l'amplitude des variations de vitesse radiale des petites planètes rocheuses reste inférieure à celle des signaux stellaires parasites. Pour parvenir à les détecter, on peut d'une part chercher à détecter ces planètes autour d'étoiles moins massives que le Soleil, telles que les naines M, et d'autre part chercher à modéliser le jitter d'activité pour ensuite filtrer les courbes de vitesse radiale de cette pollution. La première option permet d'obtenir, pour une masse planétaire donnée, un signal de plus grande amplitude. Jusqu'à présent ces étoiles ont été moins utilisées dans la recherche d'exoplanètes car elles émettent principalement dans l'IR, domaine spectral encore non couvert par les vélocimètres de précision actuels. Or elles peuplent environ 80% du voisinage solaire, et l'étude de leur population planétaire est indispensable à l'étude statistique des propriétés des systèmes planétaires. La seconde option permet de s'affranchir de l'activité stellaire pour révéler la présence de planètes. Ce filtrage est l'objet de nombreux efforts.

Mon travail de thèse s'inscrit dans cette logique et consiste à tester une technique de filtrage basée sur des observations en spectropolarimétrie des étoiles M pour avoir accès au champ magnétique, et sur une méthode d'imagerie tomographique développée pour cartographier le champ magnétique à grande échelle, et les taches à la surface de l'étoile. Des observations d'étoiles M ont été faites dans le visible, essentiellement à l'aide de HARPSpol (@La Silla, Chili), un vélocimètre haute précision et un spectropolarimètre qui permet d'acquérir simultanément la vitesse radiale et l'état de polarisation de la lumière, et complétées avec NARVAL (@Télescope Bernard Lyot, France).

Cette méthode est également appliquée à une autre catégorie d'étoiles, les étoiles jeunes en formation de type T Tauri. Ces dernières sont largement plus actives que les naines M, aussi le filtrage du jitter d'activité permettra non plus de détecter de petites planètes, mais plutôt de révéler la présence de Jupiters chauds à un stade évolutif très précoce. De telles observations sont cruciales pour mieux contraindre les scénarii de formation planétaire.

La thèse se divise en cinq chapitres. Le premier présente le contexte général autour de la problématique de la détection et de la caractérisation des exoplanètes par vitesse radiale. Le second chapitre est consacré au diagnostic du jitter d'activité dans le visible, et dans l'IR. Le troisième chapitre présente en détail comment le code d'imagerie est utilisé pour modéliser le signal de vitesse radiale issu de la distribution des taches à la surface de l'étoile. Enfin le quatrième chapitre expose les résultats obtenus à partir des observations menées durant la thèse sur un échantillon de naines M modérément actives, et le cinquième illustre les résultats obtenus sur les étoiles de type T Tauri. La conclusion et les perspectives clôturent l'exposé.

# CHAPITRE 1

## DÉTECTION D'EXOPLANÈTES PAR VITESSE RADIALE

### Sommaire

1.1	Les principales techniques de détection . . . . .	4
1.1.1	Méthodes indirectes . . . . .	5
1.1.2	Méthode directe : l'imagerie . . . . .	8
1.2	La diversité des planètes extra-solaires observées . . . . .	9
1.3	Intérêt des mesures de vitesse radiale . . . . .	15
1.3.1	Le principe de mesure . . . . .	15
1.3.2	Les principaux enjeux . . . . .	17
1.4	La limitation majeure pour la détection de planètes extra-solaires de faibles masse par vitesse radiale : les signaux d'origine stellaire .	19
1.4.1	Phénomènes de courtes périodes devant $P_{\text{orb}}$ . . . . .	19
1.4.2	Phénomènes de périodes commensurables à $P_{\text{orb}}$ . . . . .	20
1.4.3	Phénomènes de longue période devant $P_{\text{orb}}$ . . . . .	24
1.5	Synthèse . . . . .	26

L'objectif de ce premier chapitre est de placer la problématique de la détection et de la caractérisation des exoplanètes par vitesse radiale dans son contexte astrophysique. Pour mieux comprendre les enjeux de la recherche des planètes extra-solaires, nous présentons dans les deux premières parties l'état actuel des découvertes. Cette présentation nous permettra d'introduire dans une troisième partie l'intérêt et la nouvelle problématique de la mesure par vitesse radiale. Celle-ci est en effet une technique précieuse pour la caractérisation des planètes, mais elle fait face à une limitation majeure : maintenant que les instruments ont atteint le niveau de précision requis (e.g., Pepe et al., 2011), l'activité stellaire constitue une barrière fondamentale pour les futures détections en vitesse radiale. En induisant des signaux parasites en vitesse radiale, l'activité stellaire entrave de nombreuses découvertes. Les principaux signaux d'origine stellaire sont résumés dans la

dernière section de ce chapitre. Il y sera développé l'intérêt d'étudier plus en détail l'impact du champ magnétique sur les mesures de VR.

## 1.1 Les principales techniques de détection

L'exploration des systèmes planétaires, autres que le Système solaire, a débuté il y a 20 ans à l'Observatoire de Haute-Provence. La première exoplanète découverte autour d'une étoile de la séquence principale et semblable au Soleil, 51-Peg b (Mayor and Queloz, 1995), est une planète de type Jupiter mais orbitant à 0.052 unité astronomique (UA) de son étoile hôte. Cette planète inaugurait une nouvelle famille de planètes, celles des Jupiters chauds. Depuis le nombre de planètes détectées ne cesse de croître, et avec lui l'extraordinaire diversité des propriétés observées. Cette surprenante variété a permis d'initier une nouvelle discipline en astronomie dont un des buts principaux est de mieux comprendre la formation planétaire pour expliquer la diversité des planètes, puis affiner notre compréhension des conditions d'apparition de la vie.

Pour détecter ces planètes, on peut distinguer deux grandes familles de techniques : la méthode directe ou imagerie directe, et les techniques indirectes qui s'appuient sur l'observation des transits, des vitesses radiales et des microlentilles gravitationnelles. La Figure 1.1 résume les découvertes associées à chacune des ces méthodes de détection, dont les principes sont détaillés dans la section suivante.

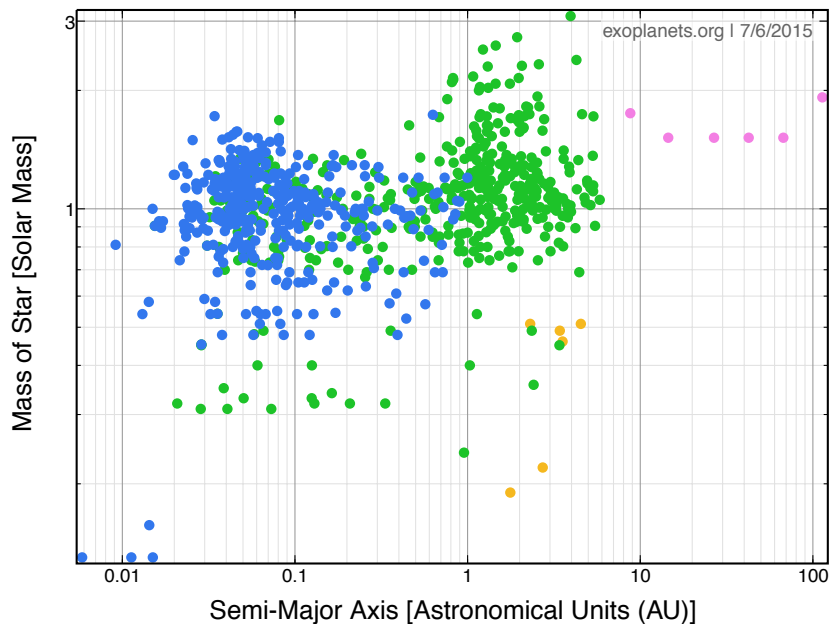


FIGURE 1.1 – Exoplanètes détectées à ce jour (juillet 2015), dans un plan Masse de l'étoile hôte (en  $M_{\odot}$ , en ordonnées) en fonction du Demi-grand axe de l'orbite de la planète (en UA, en abscisses). Les points verts représentent les planètes détectées par vitesses radiales, les points bleus par transit, les points jaunes par microlentilles gravitationnelles et les points rose par imagerie directe. Ce graphique a été réalisé à partir de <http://exoplanets.org/plot>.

### 1.1.1 Méthodes indirectes

Ces méthodes sont basées non pas sur l'analyse de la planète elle-même, mais sur les effets qu'elle induit sur l'étoile hôte.

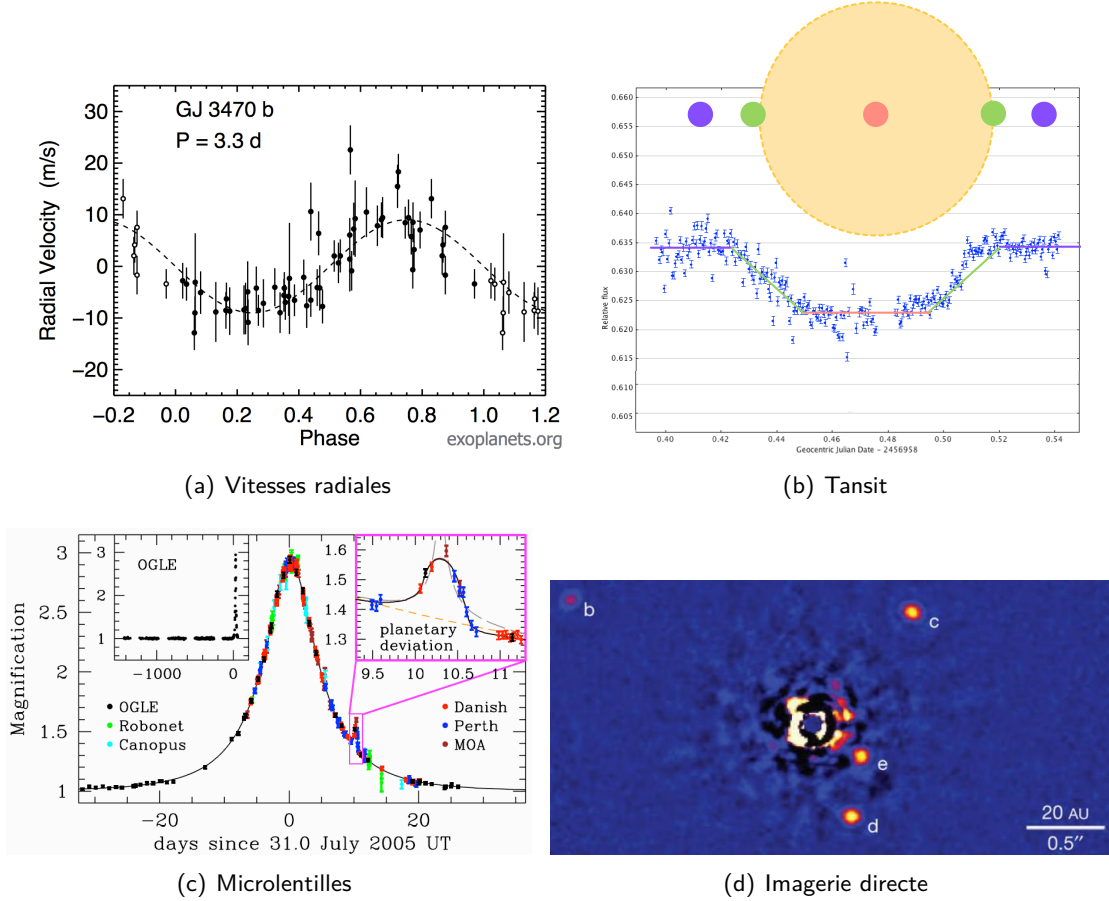


FIGURE 1.2 – (a) : Exemple de courbe de vitesse radiale : détection de GJ 3470b (Bonfils et al., 2012). Les données ont été phasées en fonction de la période orbitale 3.3 jours. (b) : Courbe de lumière de WASP-77b, une planète d'environ  $1.7 M_{\text{Jup}}$ . Transit observé depuis le Pic-du-Midi avec le T60. (c) : Courbe de lumière obtenue par effet de microlentille de la planète OGLE-2005-BLG-390 (Beaulieu et al., 2006). (d) : Image obtenue au Keck du système planétaire HR 8799. Il est constitué de 4 planètes géantes entre 15 et 65 UA de l'étoile centrale.

**Les vitesses radiales** : Cette méthode consiste à mesurer les variations périodiques de la vitesse de l'étoile projetée sur la ligne de visée (*i.e.*, vitesse radiale, VR). Le mouvement de l'étoile est dû à l'interaction gravitationnelle réciproque entre l'étoile et son(s) compagnon(s) planétaire(s). La Figure 1.2 (a) présente un exemple d'une courbe de VR obtenue pour le système GJ 3470. La planète détectée est une planète type Uranus d'environ  $14 M_{\oplus}$  orbitant en 3.3 jours autour de son étoile. C'est l'ajustement de la courbe de vitesses qui permet d'accéder à une mesure de la période orbitale  $P_{\text{orb}}$ , du demi-grand axe, de l'excentricité de l'orbite (resp.,  $a$  et  $e$ ), et de la masse de la planète  $M_P$ , si on connaît l'angle d'inclinaison de l'orbite planétaire  $i$  (grâce aux transits par exemple), à  $M_P \sin i$  sinon, *i.e.*, une estimation de la masse minimale de la planète.

L'effet en VR étant d'autant plus important que la planète est massive et proche de l'étoile centrale, les vitesses radiales sont à l'heure actuelle très efficaces pour détecter des planètes relativement proches de leur étoile hôte ( $a \leq 5$  UA, voir Figure 1.1), plutôt massives ( $10 M_{\oplus}$  au plus). Seules une dizaine de planètes de type Terre ont pu être détectées (e.g., Dumusque et al., 2012). Les instruments les plus efficaces sont à ce jour HARPS<sup>1</sup> (La Silla, Chili), HARPS-N (La Palma, Canaries), et SOPHIE (Observatoire de Haute-Provence, France), avec une précision maximale de l'ordre de, respectivement,  $0.5 \text{ m s}^{-1}$ ,  $0.5 \text{ m s}^{-1}$  et  $2 \text{ m s}^{-1}$ . La méthode et ses limites sont présentées en détail Section 1.3.

**Les transits :** Cette méthode cherche à détecter l'infime baisse de luminosité qu'accompagne le passage d'une planète devant son étoile hôte (on parle alors de transit primaire). L'observation du transit est possible lorsque l'étoile, la planète et la Terre sont presque exactement alignées. L'ajustement de la courbe de lumière (voir Seager and Mallén-Ornelas, 2003, pour plus de détails) donne accès à de nombreux paramètres caractérisant le système {étoile + planète}. On peut citer en exemple les deux paramètres principaux que sont le rayon de la planète  $R_P$  et l'inclinaison de l'orbite planétaire par rapport à l'observateur  $i$ . En effet la quantité de flux bloquée par la planète étant proportionnelle à  $(\frac{R_P}{R_{\star}})^2$ , la connaissance du rayon stellaire permet de mesurer  $R_P$ . Le paramètre  $i$  est calculé à partir de la mesure du paramètre d'impact  $b = a \cos(i)$ , défini comme la distance entre les centres des disques stellaire et planétaire. Pour qu'un transit se produise, il faut que  $b \leq R_{\star} + R_P$ . Cette condition conduit à une probabilité de détection proportionnelle à  $\frac{R_{\star}}{a}$ , ce qui favorise la détection des planètes proches de leur étoile hôte. La période orbitale, elle, est contrainte par la répétabilité du transit. Un exemple de courbe de transit est donné Figure 1.2 (b) qui représente le transit de WASP-77b, un Jupiter chaud de  $1.7 M_{\text{Jup}}$  et de période  $P_{\text{orb}} = 1.36$  jours. De nos jours, l'observation des transits se fait essentiellement depuis l'espace, à l'aide de satellites tels que CoRoT<sup>2</sup> & Kepler<sup>3</sup>, mais également depuis le sol avec les réseaux SuperWASP nord (Canaries) et sud (Afrique du Sud).

Pour compléter l'étude du compagnon stellaire, le transit peut être suivi par spectroscopie de transmission, et ainsi permettre l'analyse des couches superficielles de l'atmosphère planétaire (à l'heure actuelle, surtout faisable pour l'atmosphère étendue des planètes géantes). Cette analyse peut par ailleurs être complétée par les transits dits par occultation ou secondaires. Typiquement une demi-orbite après le transit primaire de la planète (permettant l'analyse de la face nuit), celle-ci passe derrière le disque stellaire (permettant alors l'analyse de la face jour). La profondeur de ce transit secondaire est proportionnelle au rapport du flux planétaire sur le flux stellaire. La baisse de luminosité correspond ici directement à la luminosité relative de la planète par rapport à celle de l'étoile hôte, pour une longueur d'onde donnée et permet donc une mesure directe de la lumière réfléchie par la planète. En combinant les études par transmission (transit primaire) et par occultation (transit secondaire) dans diverses longueurs d'onde du visible et de l'infrarouge avec des modèles atmosphériques, il est possible d'estimer, essentiellement pour des planètes géantes, certains constituants de

1. High Accuracy Radial velocity Planet Searcher

2. Convection, Rotation et Transit planétaire. Ce satellite a été lancé en 2006 et été dédié à la recherche de planète par transit et à l'étude de la sismologie stellaire. Sa mission s'est terminée en 2014.

3. Satellite américain lancé en 2009. Il observe en continu la luminosité de plus de 100 000 étoiles d'une même région de la Voie Lactée (région du Cygne). La mission s'est arrêtée en 2013 à cause de gyroscope défectueux.

l'atmosphère, leur altitude ainsi qu'une estimation du profil thermique des couches supérieures atmosphériques (Stevenson et al., 2010; Croll et al., 2011). Ces études ont lieu majoritairement depuis l'espace grâce à Hubble dans le visible (Vidal-Majar et al., 2004), et à Spitzer dans l'infrarouge (e.g., Stevenson et al., 2014). L'analyse approfondie de l'atmosphère des planètes devra attendre JWST<sup>4</sup>.

Lorsque la planète transite devant son étoile, il est également intéressant de la suivre en VR pour contraindre l'angle  $\lambda$ , qui est l'angle entre l'axe de rotation de l'étoile et celui de l'orbite planétaire, projeté sur la plan du ciel. Du fait de la rotation de l'étoile, une moitié de l'étoile s'approche de nous, la lumière qui en est émise est décalée vers le bleu, tandis que l'autre moitié s'éloigne, la lumière est alors décalée vers le rouge. Cette rotation amène donc un élargissement spectral. La planète au cours de son transit ne bloquera à un moment donné que la lumière provenant d'un hémisphère, bleui ou rougi (voir Figure 1.3); c'est l'effet Rossiter-McLaughlin (RM). L'analyse de la forme de l'effet en VR est une indication directe de  $\lambda$  : une forme symétrique indique une orbite planétaire vérifiant  $\lambda = 0^\circ$ , une forme asymétrique indiquant au contraire un système non-aligné. Le plus petit effet mesuré à ce jour serait l'effet RM de 55 Cnc e, avec un effet mesuré de  $60 \text{ cm s}^{-1}$  induit par  $\lambda = 72^\circ$  (voir Bourrier and Hébrard 2014, mais cette mesure reste débattue López-Morales et al. 2014), la plupart des effets RM étant mesuré pour des géantes.

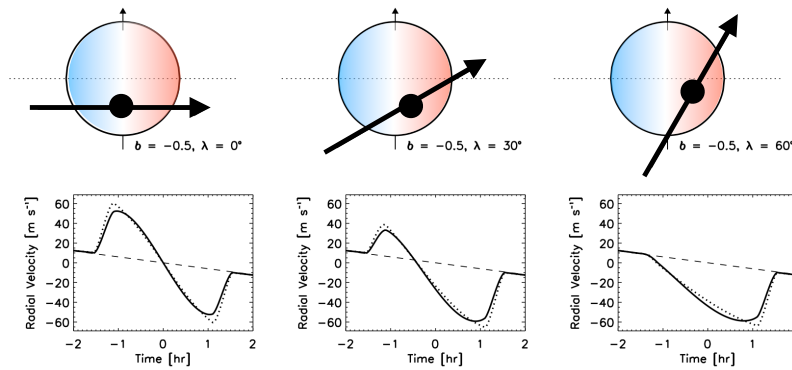


FIGURE 1.3 – Illustration de l'effet Rossiter-McLaughlin et de sa sensibilité à l'angle  $\lambda$ , projection dans le plan du ciel de l'angle entre l'axe de rotation de l'étoile et celui de l'orbite planétaire. Cette figure adaptée de Gaudi and Winn (2007) représente trois configurations différentes, avec le même paramètre d'impact  $b$  mais avec des angles  $\lambda$  différents. La courbe en trait plein (resp., en pointillé) prend en compte (resp., néglige) l'effet d'assombrissement centre-bord. La zone bleue (resp. rouge) de l'étoile correspond à la partie de l'étoile qui se rapproche (resp. s'éloigne) de l'observateur à cause de la rotation stellaire, et qui amène donc un bleuissement (resp. rougissement) du spectre.

On peut enfin noter que la méthode des transits ne donnant pas accès à la masse de la planète, elle engendre de nombreux "faux positifs", *i.e.*, une courbe de lumière ressemblant à celle d'un transit planétaire mais produite, par exemple, par une naine brune dont la taille est similaire à celle d'une planète géante, ou par une binaire à éclipse rasante. La mission Kepler a ainsi détecté environ 2400 candidats planètes avec une probabilité de faux positifs d'environ 10% sur l'ensemble de la population (Fressin et al., 2013; Santerne et al., 2013). Le suivi en VR est alors le moyen le plus fiable

4. James Webb Space Telescope. Il est le successeur du télescope spatial Hubble, avec un miroir primaire de 6.5 m de diamètre. Il sera composé de trois instruments principaux : une caméra proche infrarouge NIRCам, un spectromètre multi-objet proche infra rouge NIRSрec, un ensemble caméra et spectromètre dans le proche IR moyen MIRI



pour établir la masse de l'objet en transit et ainsi valider sa nature planétaire. Quand le suivi en VR n'est pas possible ou disponible, la masse des planètes peut toutefois être mesurée dans le cas des systèmes multiples. En effet, si le système comporte plusieurs planètes, leur interaction gravitationnelle entraîne une variation du temps écoulé entre chaque transit (TTV). Ces TTVs<sup>5</sup> permettent d'accéder à une mesure de la masse (Holman et al., 2010).

**Les microlentilles gravitationnelles** : Lorsque une lentille (*i.e.*, un objet massif) passe entre la Terre et une source de lumière située en arrière de la lentille, les rayons lumineux provenant de la source sont déviés par la lentille. Si la masse de la lentille est assez grande (*e.g.*, galaxie), l'image de la source est totalement déformée et peut prendre la forme, par exemple, d'un anneau (Einstein, 1936). Si la lentille est de faible masse (*e.g.*, étoile) seule la brillance apparente de la source est affectée. La durée du phénomène est de quelques semaines à quelques mois. Si la lentille est un système {étoile + planète}, alors on observe une petite amplification secondaire due à la planète d'une durée de quelques jours, qui s'imprime sur l'amplification de lumière principale (celle due à l'étoile). Gould and Loeb (1992) ont décrit et paramétré l'amplification particulière de la lumière apparente de la source lorsque la lentille est un système planétaire, et l'ajustement de la courbe de lumière permet d'accéder, entre autres, à la masse de la planète.

L'inconvénient principal de cette méthode est la faible probabilité de l'alignement entre la Terre, la lentille et la source (une vingtaine de détections à ce jour), de même que l'unicité de l'évènement qui interdit tout suivi long terme. L'exemple Figure 1.2 (c) met en avant un avantage majeur de cette méthode par rapport aux transits et aux vitesses radiales : la détection aisée de petites planètes telluriques, orbitant à des distances proche de celle de la Terre. En effet OGLE-2005-BLG-390 b est une planète de  $5.5 M_{\oplus}$ , située à 2.6 UA de l'étoile centrale. Cependant, la première tentative de suivi en vitesse radiale d'une planète détectée par effet de microlentille gravitationnelle n'a pas été concluante (Boisse et al., 2015), aucune variation de VR (de semi-amplitude attendue de  $6 \text{ km s}^{-1}$ ) n'étant détectées pour OGLE-2011-BLG-0417.

### 1.1.2 Méthode directe : l'imagerie

La méthode directe est la plus intuitive et consiste à prendre une image du système planétaire. Faire directement l'image d'une planète extra-solaire est soumis à deux contraintes majeures : la faible séparation angulaire et l'important contraste de luminosité entre l'étoile et la planète. L'observation d'un système Soleil-Jupiter à 100 années-lumière de nous nécessite par exemple un instrument pouvant résoudre 0.15 seconde d'arc. Bien que difficile à atteindre, une telle résolution est possible pour un instrument doté d'un dispositif d'optiques adaptatives pour compenser les perturbations atmosphériques, et dans un bon site astronomique pour améliorer le seeing. Pour pallier la différence de luminosité entre l'étoile et la planète (de l'ordre de  $10^9$  dans le visible dans le cas Jupiter/Soleil), les instruments sont équipés de masques coronagraphiques pour bloquer la lumière de l'étoile hôte. Les télescopes les plus performants sont à l'heure actuelle, le Very Large Telescope (VLT) à Paranal au

---

5. Transit Time Variations

Chili avec l'instrument SPHERE<sup>6</sup>, le Keck à Hawaï avec l'instrument NIRC-2<sup>7</sup> et les deux télescopes Gemini au Chili et à Hawaï avec les instruments NIRI et GPI<sup>8</sup>. L'imagerie directe permet d'accéder à une estimation du rayon de la planète et au demi-grand axe de son orbite, la masse peut, elle, être estimée à partir de modèles d'évolution planétaire, mais reste difficilement contrainte à cause de l'indétermination de l'âge de l'étoile.

Cette technique de détection permet de détecter efficacement des planètes géantes, éloignées de l'étoile centrale (voir Figure 1.1, points rose) et dont le contraste de flux est favorable, *i.e.*, des objets jeunes de température encore élevée, et de rayon dilaté. La contrainte liée à la séparation angulaire favorise les détections autour d'étoiles voisines du Soleil. Le système HR 8799, présenté Figure 1.2 (d), constitue une belle illustration du type d'image que l'on peut obtenir depuis les télescopes d'Hawaï (Marois et al., 2008, 2010). Cette méthode peut également permettre d'analyser l'atmosphère en mesurant l'émission planétaire dans différentes bandes spectrales.

## 1.2 La diversité des planètes extra-solaires observées

Dans le Système solaire, il n'existe que deux grandes catégories de planètes : les géantes (de gaz ou de glace) situées à grande distance du Soleil, et les rocheuses (avec un intérieur rocheux comme les planètes du Système Solaire interne, ou glacé comme les satellites des géantes). Avec la découverte d'un nombre toujours plus grand d'exoplanètes, les propriétés observées, et de ce fait les catégories, se sont diversifiées.

La Figure 1.4 permet de montrer l'incroyable pluralité des mondes découverts à ce jour, essentiellement autour des étoiles de type solaire, reflétant le domaine spectral utilisé pour les détections (visible). On remarque l'abondance des planètes géantes massives (points verts à orange), dont beaucoup sont des Jupiters chauds, de nombreux mondes de masse comprise entre 5 et 30  $M_{\oplus}$  (points cyans à verts), constitués par les planètes type géante de glace et une nouvelle catégorie non rencontrée dans le Système solaire, les planètes dites Super-Terres, et enfin, dans une moindre mesure, les planètes semblable à la Terre (points bleus foncés).

La suite de cette section a pour but de sonder la diversité des planètes extra-solaires observées. Pour les caractériser il est important d'explorer au mieux l'espace des paramètres, et donc d'utiliser autant de techniques de détection/caractérisation que possible. Caractériser une planète signifie à la fois (i) déterminer ses paramètres orbitaux et physiques tels que  $P_{\text{orb}}$ ,  $a$ ,  $e$ ,  $M_P$ ,  $R_P$ , mais aussi, si possible, (ii) sonder son atmosphère, (iii) caractériser sa composition interne et (iv) explorer son environnement.

- (i) Pour y parvenir au mieux, il est nécessaire de combiner différentes techniques de détection complémentaires telles que les transits et les VR.
- (ii) Pour accéder à l'atmosphère des planètes de type Jupiter, Neptune, voire Super-Terre, proches de leur étoile, l'étude des transits, primaires et secondaires, permet d'apporter des informations majeures (bien qu'avec une faible résolution) sur les éléments principaux qui la composent et

6. Spectro-Polarimetric High-contrast for Exoplanet REsearch, installé depuis 2014 au VLT pour imager des planètes et caractériser leur atmosphère

7. Near InfraRed Camera, associée à un dispositif d'optiques adaptatives, elle permet d'obtenir depuis le sol des images entre 1 et 5 microns.

8. Near InfraRed Imager and spectrometer pour Hawaï, Gemini Planet Imager au Chili.

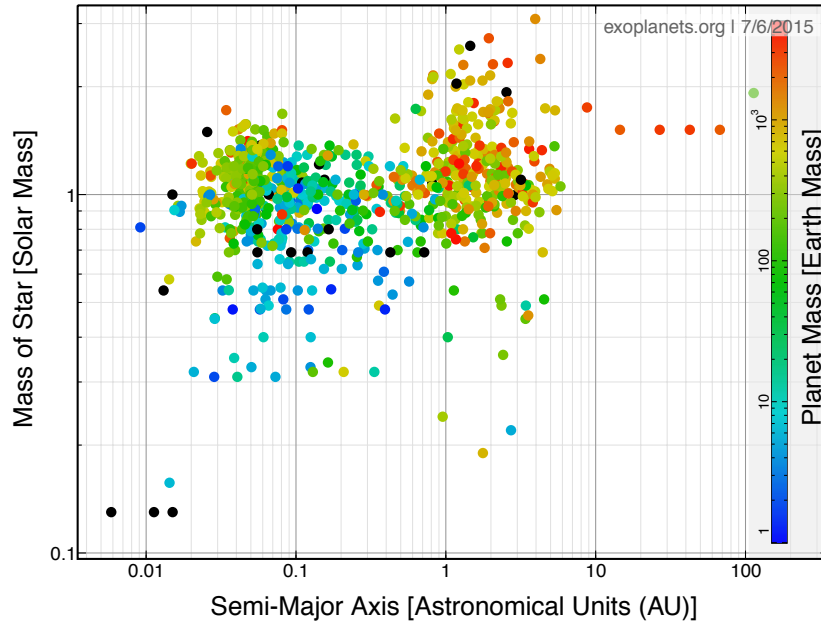


FIGURE 1.4 – Identique à la Figure 1.1, mais avec l'échelle de couleur pour représenter l'estimation de la masse de la planète, en unité de  $M_{\oplus}$ . Ce graphique a été réalisé à partir de <http://exoplanets.org/plot>.

sur sa structure thermique, au travers de l'étude de la lumière absorbée et réfléchi. Pour les planètes éloignées, c'est l'imagerie directe qui apporte la caractérisation la plus efficace.

- (iii) Pour les astres du Système solaire la structure interne est essentiellement déterminée par l'étude des inhomogénéités du champ de gravitation, par la structure du champ magnétique, et si des mesures in-situ sont possibles, par l'étude géologique des sols. Ces informations sont pour l'instant inaccessibles pour les planètes extra-solaires. La seule information utilisable est l'estimation de la densité moyenne de la planète à partir de la mesure combinée de  $M_P$  et  $R_P$ .
- (iv) L'exploration de son environnement peut se faire essentiellement par le biais de la caractérisation des champs magnétiques stellaire et planétaire, et par l'étude de l'interaction entre les deux qui peut déterminer à la fois l'évolution orbitale de la planète, et la protection de son atmosphère et de son potentiel écosystème (e.g., Fares et al., 2013).

**Les géantes gazeuses** ( $M_P > 30 M_{\oplus}$ ). Ces planètes sont constituées majoritairement d'hydrogène et d'hélium, et leur masse n'excède pas une quinzaine de  $M_{Jup}$ .

Hormis celles découvertes par imagerie directe, la plupart de ces planètes ont été détectées sur des orbites telles que  $a \leq 5$  UA (97%), et parmi elles, on distingue environ 50%<sup>9</sup> de Jupiters chauds ( $a \leq 0.5$  UA). Les géantes telles que  $0.5 \leq a \leq 5$  UA ont été découvertes par VR (leur probabilité de transit étant faible), grâce au suivi sur plusieurs années ( $500 \leq P_{orb} \leq 5000$  jours).

L'importante échelle de hauteur des atmosphères des Jupiters chauds et leur température élevée à cause de leur forte irradiation stellaire permettent une étude de leur atmosphère par transits

9. L'ensemble des statistiques de cette section est issu de <http://exoplanets.org/table>.

primaires et secondaires dans différentes longueurs d'onde. Ces analyses ont montré la présence de H, He, CH<sub>4</sub> mais également de CO, H<sub>2</sub>O (e.g., pour HD 189733 Charbonneau et al., 2008), ou des caractéristiques inattendues telle qu'une inversion de température dans leur atmosphère supérieure, *i.e.*, une température qui augmente avec l'altitude (Charbonneau et al., 2008; Knutson et al., 2009; O'Rourke et al., 2014). Ce résultat est actuellement expliqué par la présence possible d'une espèce fortement absorbante en haute altitude. Cependant, l'origine de cette espèce est encore largement débattue (Fortney et al., 2008; Madhusudhan, 2012; Huitson et al., 2013), et sa survie semble dépendre de l'activité stellaire (les Jupiters chauds en orbite autour d'étoiles actives ne montrant pas cette inversion Knutson et al. 2010).

On ne peut évoquer les Jupiters chauds sans parler de la surprise engendrée par leur détection et de la remise en question des processus de formation et d'évolution planétaire qu'elle a amenée. En effet, à des distances aussi faibles de l'étoile, il n'y a pas assez de matériel protoplanétaire pour former une géante. Il a alors été communément admis que ces planètes se sont bien formées au-delà de la limite des glaces, mais que pour se retrouver sur une orbite de période de quelques jours, elles ont dû migrer vers l'étoile centrale en interagissant avec le disque protoplanétaire (e.g., Alibert et al., 2005), et/ou avec les autres planètes du disque (e.g., Chatterjee et al., 2008). Cette migration peut prendre quelques 10<sup>5</sup> années, soit une durée en principe largement inférieure à la durée de vie du disque (1-10 millions d'années). Une fois proche de l'astre central, le devenir de la planète peut être varié : la proximité de l'étoile centrale conduit souvent la planète vers une orbite synchrone sous l'action des effets de marée, vers un échappement de son atmosphère (Vidal-Majar et al., 2004) ou encore vers une chute en direction de l'étoile (Schlaufman and Winn, 2013). L'histoire de la migration planétaire semble dans tous les cas être dépendante à la fois des propriétés physiques du disque (viscosité, température, etc...), et des propriétés magnétiques de l'étoile (la présence d'une cavité magnétosphérique pouvant par exemple expliquer l'arrêt de la migration vers 0.05 UA Romanova and Lovelace 2006). Aucune observation de Jupiters chauds autour de jeunes étoiles n'a à ce jour été rapportée avec certitude notamment à cause du haut niveau d'activité de ces étoiles qui perturbe à la fois les VR et les transits (voir Section 1.4), mais cela constituerait une avancée notable dans la compréhension de la formation et de l'évolution des systèmes planétaires. C'est un des objectifs du large programme d'observation MaTYSSE<sup>10</sup> au CFHT et au TBL<sup>11</sup> (voir également Chapitre 4) auquel j'ai contribué.

La mesure de l'effet RM des Jupiters chauds amène des contraintes importantes aux scénarii de formation/évolution planétaire. En effet l'obliquité des orbites des Jupiters chauds peut souvent être observée : sur les 86 transits observés en VR, 34 systèmes montrent un angle  $\lambda$  supérieur à 10° (en valeur absolue)<sup>12</sup>. Si cette observation n'est pas encore clairement expliquée, l'étude statistique des observations tend à montrer que les plus hautes obliquités correspondent aux étoiles hôtes les plus chaudes, *i.e.*,  $T_{\star} \geq 6250$  K or  $M_{\star} \geq 1.3 M_{\odot}$ , et jeunes ( $\leq 2.5$  Gyr) (Winn et al., 2010; Triaud, 2011, resp.). Cette limite en masse coïncide avec la disparition de l'enveloppe convective de l'étoile : alors qu'avec les étoiles froides un réalignement des axes par dissipation par l'effet de marées dans la zone convective est possible, ce n'est plus le cas avec les étoiles chaudes, ce qui favoriserait les systèmes avec une forte obliquité. La limite en âge autour des étoiles massives conduit, elle, à supposer que

10. Magnetic Topologies of Young Stars & the Survival of close-in massive Exoplanets

11. Canada France Hawaii Telescope et Télescope Bernard Lyot.

12. the RM encyclopaedia <http://www.physics.mcmaster.ca/~rheller/>.

l'alignement de l'orbite planétaire a lieu tard dans l'histoire du système. Quelle que soit l'explication, l'effet RM témoigne de la violente histoire de la dynamique d'une fraction de ces planètes.

### **Les Neptunes et Super-Terres ( $2 < M_P \leq 30 M_{\oplus}$ ).**

Les astres de type Neptune sont des planètes semblables à Uranus ou Neptune dans le Système solaire en terme de masse et de rayon (*i.e.*,  $10$  à  $30 M_{\oplus}$  et  $2$  à  $6 R_{\oplus}$ ), mais détectés jusqu'à présent à moins de  $3.5$  UA de l'étoile centrale, soit à des distances très inférieures à celles des géantes de glace du Système solaire. Les Super-Terres ( $M_P \leq 10 M_{\oplus}$ ,  $2 < R_P \leq 15 R_{\oplus}$ ) représentent toutes une gamme de planètes qui n'existent pas dans le Système solaire, et sont toutes situées à  $a \leq 3$  UA. À ce jour, ces nouveaux types planétaires représentent 52% des détections (9% de "Neptunes" + 43% de Super-Terres).

Bien que possible (Stevenson et al., 2010; Demory et al., 2012), la caractérisation de l'atmosphère de ces planètes reste difficile avec les instruments actuels. D'autres études peuvent cependant être menées pour, par exemple, tenter d'imaginer leur composition interne à partir de l'estimation de leur densité moyenne. Dans ces catégories de planètes, il existe une grande diversité de densités. Parmi elles, les planètes rocheuses possèdent une densité élevée et doivent donc, par analogie avec le Système solaire, être composées d'un cœur métallique, d'un manteau riche en glaces (C, H, O, N) et en éléments lourds (Fe, espèces silicatées et/ou carbonées), et d'une fine atmosphère. Mais cette analogie ne peut que s'arrêter là, et toutes sortes de proportions entre les différentes espèces peuvent être imaginées (voir Figure 1.5). Ainsi, par exemple, CoRot-7b (Léger et al. 2009 pour le transit, Queloz et al. 2009 pour la VR) a une densité moyenne de l'ordre de  $6 \text{ g.cm}^{-3}$ , similaire à celle de la Terre, mais 55 Cnc e, une Super-Terre dont la densité de  $4.5 \text{ g.cm}^{-3}$  peut correspondre soit à un intérieur riche en oxygène comme la Terre complété d'une enveloppe externe riche en eau pour expliquer sa faible densité (Endl et al., 2012), soit à un intérieur riche en carbone, très différent de celui de la Terre (Madhusudhan et al., 2012). Cette dernière hypothèse ouvre tout un nouveau régime de géophysique et géochimie des planètes rocheuses. Certaines planètes de faible densité ( $< 2 \text{ g.cm}^{-3}$ ), riche en glace et en eau orbitent à des distances tellement faibles autour de leur étoile hôte, que leurs enveloppes pourraient, en théorie, fondre et se transformer en océan, voire en atmosphère de vapeur (Léger et al., 2004). HD 97658b, une planète massive mais de faible densité (Dragomir et al., 2013) pourrait appartenir à cette catégorie de "planète océan". D'autres dont la température de surface côté jour avoisine les  $2500 \text{ K}$  (*e.g.*, CoRot-7b Léger et al. 2009, ou Kepler-10b Batalha et al. 2011) pourraient quant à elles présenter un océan de roches fondues à leur surface (Rouan et al., 2011). Avec de telles températures, la surface est susceptible de se sublimer, et l'atmosphère se résumerait alors à des poussières d'éléments volatils lourds. De manière générale, ces planètes pourraient même au cours de leur évolution passer par ces différents états (Zeng and Sasselov, 2013, 2014).

### **Les Terres ( $M_P \leq 2 M_{\oplus}$ ).**

Du fait de leur faible masse et rayon, et de leur proximité de l'étoile centrale, ces planètes restent

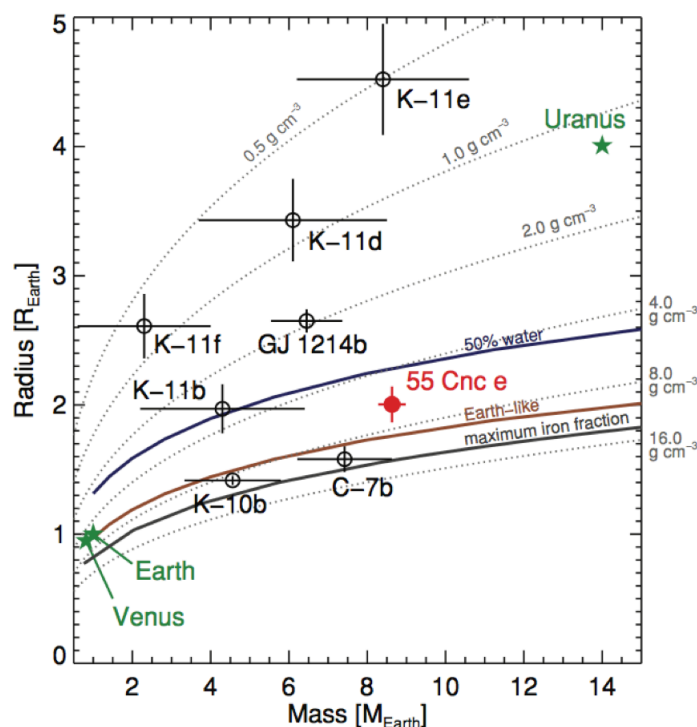


FIGURE 1.5 – Super-Terres et Neptunes détectées dans un plan  $R_P$  en fonction de  $M_P$  Winn et al. (2011). Les relations théoriques entre masses et rayons sont représentées pour différentes compositions : planète océan (50% d'eau), semblable à la Terre, riche en métaux (Fe).

peu accessibles à l'heure actuelle, mais représentent pourtant un des enjeux majeurs dans la chasse aux exoplanètes. On dénombre aujourd'hui seulement environ 140 planètes confirmées de type Terre (soit moins de 9% des détections), toutes vérifiant  $a < 1$  UA - les méthodes pouvant les détecter étant essentiellement sensibles aux courtes périodes.

Si la caractérisation de leur atmosphère est impossible de nos jours, des études existent pour tenter, à partir d'hypothèses basées sur les atmosphères rencontrées dans le Système solaire et des caractéristiques orbitales de petites planètes (type GJ 581c), d'imaginer leur climat (Leconte et al., 2013). Ces études ont permis de montrer que, même bloquée sur une orbite synchrone par effet de marée et présentant donc toujours une même face à son étoile, une planète peut à moins de 0.5 UA de son étoile abriter une quantité significative d'eau à sa surface. Ces simulations sont importantes si l'on veut essayer d'apporter un réel sens à la notion de zone habitable (ZH). La définition la plus standard d'une planète habitable se limite à sa capacité à pouvoir abriter à sa surface de l'eau liquide en présence d'une atmosphère. Cependant, s'il est important d'avoir de l'eau liquide pour abriter une vie telle que la nôtre, pouvoir la maintenir grâce à une atmosphère adéquate reste essentiel. De même pouvoir protéger cette atmosphère grâce à un champ magnétique planétaire est tout aussi important, surtout à des distances aussi faibles de l'étoile. En effet, une atmosphère peut être efficacement érodée par le vent stellaire (cas de Mars, par exemple). Plusieurs études sont dédiées à l'analyse de l'impact du champ magnétique sur les conditions d'habitabilité. Le lecteur est invité à consulter par exemple Vidotto et al. (2013); See et al. (2014) pour plus de détails.

La majorité de ces planètes a été détectée par la méthode des transits grâce aux satellites CoRoT

et Kepler, à l'exception de la plus petite d'entre elles,  $\alpha$  Cen Bb, une Terre de masse minimale de  $1.13 M_{\oplus}$  et de période 3.2 jours, caractérisée à partir d'un signal de semi-amplitude  $0.51 \text{ m s}^{-1}$ . (Dumusque et al., 2012). Cependant, des analyses complémentaires des données ont apporté quelques nuances quant à la nature du signal détecté. Les données en VR ont été accumulées sur quatre ans et selon les études menées par Hatzes (2013); Rajpaul et al. (2015), la nature du signal détecté est extrêmement dépendante de la fenêtre temporelle choisie pour l'analyse des données. Les auteurs ont de plus examiné l'effet en VR d'un bruit aléatoire de même écart-type que les données et échantillonné de la même façon. Ils trouvent que ce bruit peut amener un signal à 3.2 jours avec une amplitude environ deux fois plus petite que celle des données. Ils concluent que le signal détecté peut donc possiblement provenir de l'activité de l'étoile, elle-même. De même, Demory et al. (2015) ont tenté de détecter un transit par un suivi photométrique de  $\alpha$  Cen B avec HST<sup>13</sup>. Ces données semblent exclure, avec une probabilité de 96.6%, la présence d'une planète qui transite avec des caractéristiques similaires à celles publiées par Dumusque et al. (2012). En effet, pour faire correspondre les données du transit avec les paramètres planétaires publiés, il faudrait que la planète ait une orbite d'excentricité  $\geq 0.5$ . Or, d'après les études de Goldreich and Soter (1966); Eggenberger et al. (2004a,b), il est peu probable qu'une si petite planète ait pu se maintenir sur une orbite aussi excentrique avec une aussi courte période orbitale depuis plusieurs milliards d'années.

Cet exemple nous montre à quel point il est difficile de caractériser l'origine d'un signal en VR de si petite amplitude. La difficulté de détection de cette planète n'est pas tant due à une limitation instrumentale, qu'à une méconnaissance de l'impact de l'activité stellaire sur la VR.

Malgré la richesse des découvertes, la Figure 1.4 met en avant le cruel manque de détections de planètes peu massives ( $\sim 1-2 M_{\oplus}$ ) et/ou de longue période (*i.e.*, de grand  $a$ ) et/ou autour d'étoiles de faible masse. Ces absences sont dues à des biais observationnels importants que de nouvelles stratégies d'observation et de nouveaux instruments vont tenter de pallier au cours des prochaines années. Parmi les futurs instruments dédiés à la recherche de planètes de type Terre, on peut citer PLATO<sup>14</sup>, TESS et JWST<sup>15</sup>, pour le suivi photométrique de plus de 20 000 étoiles de magnitude V comprise entre 4 et 11 et la détection/caractérisation d'exoplanètes par transit, ou encore ESPRESSO<sup>16</sup> pour la détection et suivi d'exoplanètes en VR à haute précision ( $\leq 10 \text{ cm s}^{-1}$ ) d'environ 1000 étoiles GKM dans le domaine spectral du visible, et SPIRou<sup>17</sup>, instrument observant dans l'IR et largement dédié à la détection et à la caractérisation de planètes autour d'étoiles de type M.

13. Hubble Space Telescope

14. PLanetary Transits and Oscillations pour l'ESA, en 2024

15. Transiting Exoplanet Survey Satellite en 2018 & James Webb Space Telescope pour la NASA en 2018

16. Echelle SPectrograph for Rocky Exoplanet and Stable Spectroscopic Observations pour le VLT en 2016

17. SpectrPolarimètre InfraRouge pour le CFHT en 2017

## 1.3 Intérêt des mesures de vitesse radiale

Bien qu'indirectes, et reposant donc sur une connaissance fine des paramètres stellaires ( $M_*$  en particulier), les mesures de VR sont indispensables pour avoir accès à la masse de la planète, et ainsi valider les nombreuses détections de candidats obtenus par la méthode des transits. Elles représentent donc un enjeu considérable dans la chasse aux exoplanètes.

### 1.3.1 Le principe de mesure

#### Principe physique

Les mesures de VR reposent sur deux principes physiques : d'une part la conservation de la quantité de mouvement, et d'autre part l'effet Doppler-Fizeau. Le premier implique que chaque composante d'un système {étoile + planète(s)} orbite autour de leur centre de masse commun. Si l'on considère une étoile de masse  $M_*$  et une planète de masse  $M_P$  et de période orbitale  $P_{\text{orb}}$ , la position de l'étoile sur son orbite en coordonnées polaires ( $r, \theta$ ) est donnée par :

$$r = \frac{a.(1 - e^2)}{1 + e.\cos(\theta - \omega)}, \quad (1.1)$$

où  $\omega$  est la longitude du périastre par rapport à la ligne de visée,  $a$  et  $e$  sont respectivement le demi-grand-axe et l'excentricité de l'orbite stellaire autour du centre de masse. En tenant compte de la deuxième loi de Kepler, la vitesse radiale, s'exprime par la relation suivante :

$$V_r = V_0 + \frac{M_P}{M_P + M_*} \cdot \frac{2\pi a \sin i}{P_{\text{orb}} \sqrt{1 - e^2}} \cdot (\sin(\theta + \omega) + e \sin(\omega)), \quad (1.2)$$

où  $V_0$  est la vitesse du centre de masse par rapport à l'observateur. On en déduit :

$$V_r = V_0 + K.(\sin(\theta + \omega) + e \sin(\omega)), \quad (1.3)$$

avec, en utilisant la troisième loi de Kepler :

$$K [\text{m s}^{-1}] = 28.45 \frac{M_P [M_{\text{Jup}}] \sin i}{\sqrt{a [\text{UA}] M_* [M_{\odot}]}} = 203 \frac{M_P [M_{\text{Jup}}] \sin i}{M_*^{\frac{2}{3}} [M_{\odot}] P_{\text{orb}}^{\frac{1}{3}} [j]}, \quad (1.4)$$

où  $K$  représente la semi-amplitude de  $V_r$ . C'est en ajustant la courbe de  $V_r$  (voir Fig. 1.2 (b)) que l'on accède aux caractéristiques de l'orbite planétaire ( $a$ ,  $e$  et  $P_{\text{orb}}$ ) et de la planète ( $M_P$ ).

Pour mesurer  $V_r$ , on utilise l'effet Doppler-Fizeau : l'étoile étant une source d'ondes électromagnétiques de fréquence  $\nu_{0,j}$ , sa mise en mouvement par rapport à un observateur induit un changement de la fréquence reçue  $\nu_{\text{obs}}$ . Ce décalage en fréquence équivaut à un décalage en longueur d'onde et est directement proportionnel à la vitesse radiale de l'étoile :

$$V_r = c \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_0}{\lambda_0}, \quad (1.5)$$

avec  $c$ , la célérité de la lumière,  $\lambda_{\text{obs}}$  la longueur d'onde observée, et  $\lambda_0$  la longueur d'onde du spectre dans le référentiel de l'étoile. C'est donc au travers de la mesure de ce décalage spectral que l'on accède à  $V_r$ . La perturbation induite par une planète semblable à Jupiter (1  $M_{\text{Jup}}$  à 5 UA) sur



l'étoile centrale est de l'ordre de  $12 \text{ m s}^{-1}$  avec une période de 11 ans. À 550 nm, cette vitesse est équivalente à un décalage de  $2.2 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$ . L'effet de la Terre est quant à lui plus de 100 fois plus petit ! Autrement dit, il faut être capable de mesurer des déplacements en longueur d'onde plus petits que le millièème de la largeur des raies spectrales sur les spectres stellaires collectés. Pour obtenir un signal suffisant, le calcul du déplacement des raies se fait par corrélation numérique croisée afin de pouvoir faire une moyenne statistique du déplacement de toutes les raies et augmenter ainsi la précision sur la mesure.

### Principe de mesure

Pour calculer avec précision la VR d'une observation donnée, on corrèle le spectre dans le domaine des vitesses avec un masque du spectre de l'étoile qui reproduit la distribution des raies à travers le domaine spectral étudié. Les masques les plus répandus sont les masques numériques, analogues à un patron du spectre stellaire, constitués de valeurs 0 et 1. Les 1 repèrent les positions et les largeurs typiques des raies stellaires connues pour un type spectral donné à vitesse radiale nulle. Ce masque est calculé à partir de spectres de référence permettant de lister les différentes raies spectrales et leurs caractéristiques. Seules les raies les plus fines et contrastées sont conservées. Ce type de masque simule les masques analogiques utilisés pour les premières mesures de Coravel (Baranne et al., 1979). Une nouvelle méthode, présentée dans Astudillo-Defru et al. (2015), permet d'extraire la VR en corrélant le spectre d'une phase d'observation donnée avec un spectre de référence cette fois calculé en moyennant l'ensemble des spectres réels observés pour cette étoile. Dans tous les cas, la corrélation permet d'obtenir la raie moyenne du spectre observé ou CCF (Cross-Correlation Function) en décalant peu à peu le masque pour scanner les raies dans toute leur largeur. Cette moyenne permet de faire ressortir les propriétés communes à l'ensemble des raies, et d'augmenter le signal sur bruit par rapport à celui d'une seule raie. Le principe de base de la corrélation est illustré Figure 1.6.

Les vitesses mesurées  $V_m$  sont en fait liées au référentiel de l'instrument et soumises aux dérives instrumentales durant la nuit. On mesure donc en réalité par loi de composition des vitesses :

$$V_m = V_r + V_{\text{BERV}} + V_i, \quad (1.6)$$

avec  $V_r$ , la vitesse radiale de l'étoile dans le référentiel lié au barycentre du Système solaire,  $V_{\text{BERV}}$ , la vitesse de l'instrument dans le référentiel barycentrique lié au Système solaire, et  $V_i$ , l'erreur de mesure due à l'instrument (dérive à long terme et à court terme).

$V_{\text{BERV}}$  varie entre  $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$  et est due au mouvement orbital de la Terre et à sa rotation propre. Étant liée au référentiel de l'instrument elle dépend des coordonnées du lieu d'observation. Dans un souci de haute précision des mesures, il est nécessaire de stabiliser l'instrument mécaniquement, en pression et en température (variations en pression  $< 0.01 \text{ mbar}$  et en température  $< 0.01 \text{ K}$  pour HARPS) pour limiter toutes dérives dues aux conditions atmosphériques au cours de la nuit. On s'affranchit de la dérive résiduelle à long terme du velocimètre grâce aux calibrations faites en début et en fin de chacune des nuits d'observation. Cette dérive est mesurée avec une lampe de calibration au thorium-argon, dans le domaine du visible, qui possède un grand nombre de raies d'émission connues avec précision. Cette lampe éclaire le capteur CCD en suivant un chemin en grande partie

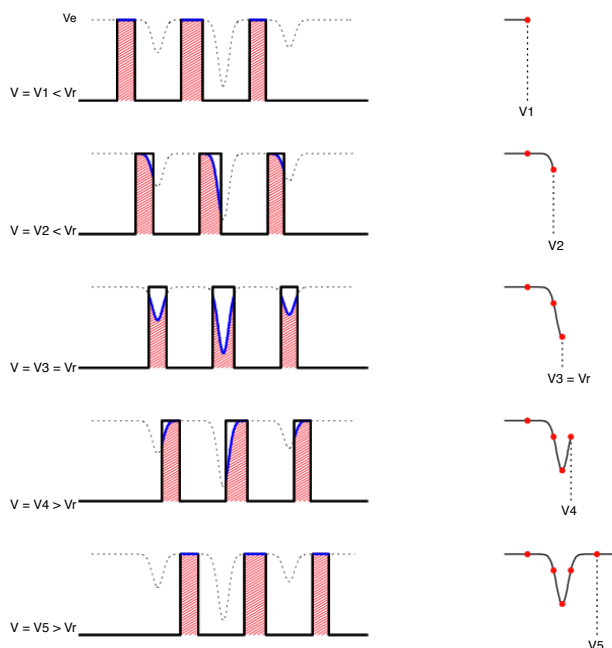


FIGURE 1.6 – Principe de calcul de la fonction de corrélation croisée (CCF) par la corrélation numérique entre un masque binaire et le spectre stellaire. Schéma adapté de Melo (2001).

commun avec le signal stellaire pour avoir la réponse instrumentale, et la position de chacune des raies spectrales est repérée. La dérive à court terme est suivie et corrigée en utilisant un Fabry-Perot dont le spectre est enregistré simultanément pendant les observations stellaires. Pour pouvoir comparer les vitesses radiales entre elles il est donc nécessaire de corriger  $V_m$  de  $V_{\text{BERV}}$ , et pour pouvoir accéder à la VR de l'étoile il faut ensuite soustraire  $V_i$ .

### 1.3.2 Les principaux enjeux

En combinant les informations sur un grand nombre de raies spectrales par corrélation croisée, la CCF est sensible à tous les phénomènes physiques à la surface de l'étoile qui déforment les raies spectrales (voir Section 1.4). L'amplitude en VR des signaux d'activité (appelés aussi jitter d'activité par la suite) dépend de l'âge et du type spectral de l'étoile. Ainsi, les étoiles de la séquence principale peuvent engendrer un jitter d'activité de quelques  $\text{m s}^{-1}$ , qui rend complexe la détection de planètes semblables à la Terre. Les jeunes étoiles, elles, sont magnétiquement beaucoup plus actives et le jitter d'activité peut dans ce cas atteindre plusieurs centaines de  $\text{m s}^{-1}$ , voire plusieurs  $\text{km s}^{-1}$ , ce qui entrave même la détection de Jupiter chauds. C'est pourquoi, même si les nouveaux instruments comme ESPRESSO pourront mesurer des VR avec une précision de  $0.1 \text{ m s}^{-1}$  dans le visible, ils resteront néanmoins gênés par l'activité stellaire. Il est donc crucial de reconnaître et filtrer la pollution des mesures VR issue de l'activité intrinsèque de l'étoile centrale pour caractériser les planètes détectées et augmenter la sensibilité aux planètes de faible masse.

Pour diagnostiquer l'origine du signal observé en VR, des méthodes d'analyse spectrale se sont développées depuis un peu plus d'une dizaine d'années (voir Chapitre 2). Mais pour découvrir les planètes dont les signaux sont masqués par le bruit stellaire, il faut passer à la délicate étape suivante,

à savoir, modéliser les signaux stellaires dans le but de nettoyer les courbes de VR et faire apparaître le(les) signal(s) planétaire(s) enfoui(s).

Une autre stratégie parallèle pour améliorer la détection de planètes de type Terre est de cibler des étoiles de faible masse. En effet, jusqu'à aujourd'hui, on peut noter que les étoiles ciblées restent majoritairement de type solaire. Or le signal induit par un compagnon planétaire étant d'autant plus important que l'étoile est de faible rayon et de faible masse, les naines M apparaissent comme des cibles naturelles, d'autant plus que ce sont nos plus nombreuses voisines (80% des étoiles du voisinage solaire). Le naines M étant plus froides, la zone habitable se situe à des distances plus faibles de l'étoile, ce qui permet de plus d'augmenter à la fois le signal en VR et la probabilité de transits. Par ailleurs, en étant plus proche de l'étoile, la période orbitale  $P_{\text{orb}}$  de la planète diminue, ce qui facilite la collecte des données et donc augmente la probabilité de détection. Pour le suivi de telles étoiles en VR, il faut se concentrer sur un nouveau domaine spectral, le proche infrarouge. C'est en effet dans ce domaine que les naines M sont les plus lumineuses, suite à leur faible température de surface (2500 - 4000 K). Le futur spectropolarimètre et vélocimètre de haute-précision SPIRou<sup>18</sup> est conçu dans ce but bien précis. Grâce à lui, il sera plus aisé de détecter de petites planètes rocheuses autour d'étoiles peu massives. Cependant, avec nos connaissances actuelles, ces planètes restent quand même difficiles à mettre en évidence à cause de la pollution induite par l'activité de l'étoile centrale et de sa dépendance en longueur d'onde.

Plus généralement, quel que soit l'instrument et la stratégie d'observation associée, toutes les planètes en orbite autour d'étoiles actives seront difficilement accessibles en VR tant qu'une meilleure connaissance des signaux induits par l'activité stellaire ne sera pas acquise. C'est essentiellement sur l'étude des naines M que se concentre l'étude réalisée dans le cadre de ma thèse.

---

18. au CFHT à l'horizon 2017

## 1.4 La limitation majeure pour la détection de planètes extra-solaires de faibles masse par vitesse radiale : les signaux d'origine stellaire

Ce ne sont plus les instruments les principaux obstacles à de nouvelles découvertes, mais bien l'étoile elle-même, et plus précisément sa variabilité intrinsèque. L'activité stellaire induit des signaux en vitesse radiale dont l'amplitude dépend du niveau d'activité de l'étoile (plus l'activité d'une étoile augmente, plus les signaux planétaires seront enfouis). Il existe différents types de phénomènes stellaires que l'on peut classer en fonction de l'échelle de temps sur laquelle ils varient. En effet selon la période de la variabilité stellaire et la période orbitale de la planète, l'impact de l'activité ne sera pas le même. On peut distinguer quatre types d'activité stellaire liés à quatre phénomènes physiques distincts : les oscillations, la granulation, la modulation rotationnelle due aux taches et la variabilité due au cycle magnétique. Ils se divisent en trois catégories : les phénomènes de courte période devant  $P_{\text{orb}}$ , ceux de période commensurable à  $P_{\text{orb}}$ , et ceux de longue période devant  $P_{\text{orb}}$ .

### 1.4.1 Phénomènes de courtes périodes devant $P_{\text{orb}}$

#### Oscillations stellaires

Les étoiles de la séquence principale ayant une couche convective externe génèrent des modes propres d'oscillations acoustiques appelés modes de pression (modes  $p$ ). Ces modes de pression ont été observés pour la première fois au début des années 60 quand Leighton et al. (1962); Evans and Michard (1962) ont détecté des perturbations périodiques ( $\sim 5\text{min}$ ) du champ de vitesse de la photosphère solaire. Les modes  $p$  caractérisent l'onde stationnaire générée par des ondes acoustiques excitées par des mouvements convectifs turbulents dans les couches externes de l'étoile. En effet, le mouvement stochastique de ces cellules convectives entraîne une succession d'interférences constructives et destructives donnant naissance à des ondes stationnaires. Ces ondes font osciller la surface de l'étoile et peuvent s'observer en photométrie ou en VR. Pour les étoiles de masse intermédiaire, la période caractéristique de ces oscillations est de l'ordre de quelques minutes et leur amplitude varie de quelques  $\text{cm s}^{-1}$  à quelques  $\text{m s}^{-1}$  (voir Figure 1.7), selon la masse de l'étoile en particulier (l'amplitude augmentant avec la masse stellaire, e.g., Bouchy et al., 2005). Ce phénomène a permis

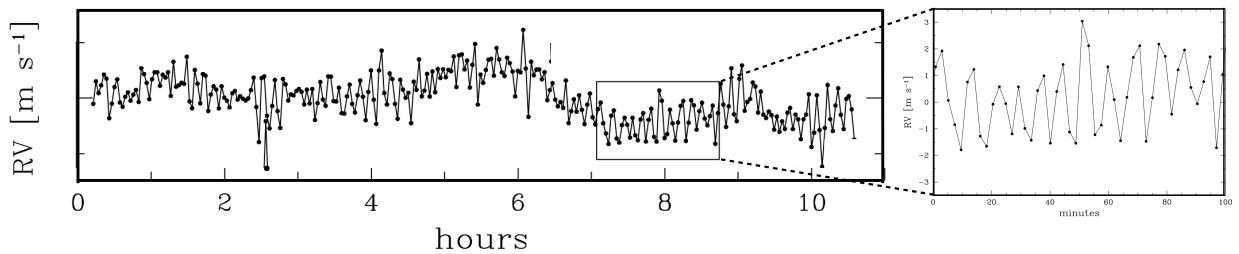


FIGURE 1.7 – Variations en VR de  $\mu$  Arae (Bouchy et al., 2005) observées avec HARPS. *Figure de gauche* : VR suivie pendant une nuit permettant de mettre en évidence une périodicité de 2 heures due à la granulation. *Figure de droite* : Zoom sur une fenêtre de 1h40 permettant de voir les variations de période de l'ordre de 8 min de VR due aux oscillations acoustiques de l'étoile.

à la physique stellaire de faire des progrès considérables car la période et l'amplitude des modes

$p$  sont directement reliées à la structure interne de l'étoile (température, densité, rotation, etc...), jusqu'alors inaccessible, et à ses paramètres fondamentaux tels que son rayon ou sa masse. Ce dernier point peut avantageusement être utilisé lorsqu'une planète est détectée de façon indirecte, car on contraint alors avec précision les paramètres stellaires et donc planétaires. Pour s'affranchir des perturbations en VR, notamment pour les étoiles de type solaire, il suffit de moyenner le phénomène à l'aide de pose de typiquement 15 minutes, ou de plusieurs poses successives si l'étoile est trop brillante.

Pour les étoiles de type M, les pulsations ont une faible amplitude et sont de très courtes périodes. Notons enfin que pour les étoiles jeunes, ce type d'activité n'est pas significatif car d'amplitude très faible comparée à celle induite par la présence de taches (voir § 1.4.2).

### Granulation

L'observation du Soleil révèle une structure granulaire composée de cellules de convection. On peut distinguer des cellules de convection allant de 400 km à 2000 km avec un temps de vie moyen de 10 minutes, la super-granulation avec des cellules de l'ordre de 30 000 km avec un temps de vie caractéristique d'un jour et demi, et entre les deux, une méso-granulation composée de cellules de 4000 à 7000 km stables pendant quelques heures. Ces granules peuvent induire des signaux en VR. En effet dans l'enveloppe convective, des bulles de plasma chaud (ou granules) remontent à la surface (= flot ascendant) où elles se refroidissent (Figure 1.8, panneau de gauche). En se refroidissant, leur densité augmente et elles replongent vers l'intérieur stellaire dans les régions plus sombres entre les granules (= flot descendant). Dans le flot ascendant, la matière s'approchant de l'observateur, la lumière issue du plasma est décalée vers le bleu par effet Doppler, et inversement pour le flot descendant, où la lumière est décalée vers le rouge. Le flux associé aux granules brillantes est plus important que celui associé aux régions plus sombres, il en résulte que le bilan net en vitesse est un décalage moyen vers le bleu (dans les étoiles de type solaire) de quelques dizaines de  $\text{m s}^{-1}$  pouvant interférer avec d'éventuelles signatures planétaires en VR (Meunier et al., 2010). Ce décalage vers le bleu dû à la convection sera par la suite noté CB (*Convective Blueshift*). L'observation des magnétogrammes solaires révèle que cette granulation s'accompagne d'une distribution de champs peu intenses répartis sur toute la surface solaire, associés aux mouvements convectifs du plasma solaire (Figure 1.8, à droite).

L'effet global de la granulation moyenné sur le disque stellaire est de quelques  $\text{m s}^{-1}$ . La période du phénomène étant de quelques minutes à quelques heures (voir Figure 1.7), il peut également être moyenné avec plusieurs points d'observation par nuits (2 à 3) séparés d'environ deux heures par exemple (Dumusque et al., 2011).

Pour les naines M et les jeunes étoiles, le CB est plus faible grâce à une convection plus lente.

## 1.4.2 Phénomènes de périodes commensurables à $P_{\text{orb}}$

### Modulation rotationnelle

#### Les taches stellaires

Lorsqu'on observe le Soleil depuis la Terre en lumière blanche, le signe le plus flagrant d'activité et de variabilité sont les taches sombres que l'on peut voir apparaître et disparaître en quelques

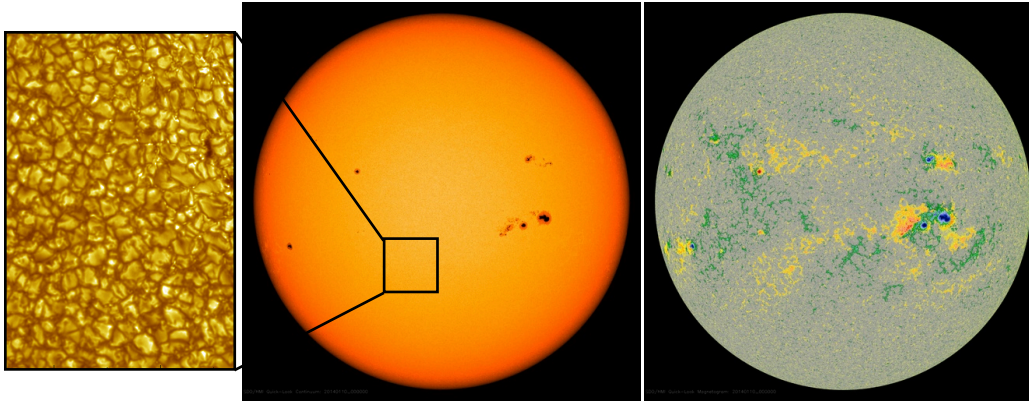


FIGURE 1.8 – Image du Soleil prise par Solar Dynamics Observatory. Les taches froides apparaissent comme des taches sombres en lumière visible (*centre*). Un zoom permet de mieux voir la granulation (*gauche*, cellules de convection et filaments sombres). Les taches correspondent aux régions magnétiquement actives représentées sur le magnétogramme (*droite*) en rouge pour une polarité positive, en bleu pour une polarité négative.

jours, voire quelques mois selon leur taille (voir Figure 1.8, au centre). La taille de ces taches est de quelques Mm et elles se caractérisent par une zone d'ombre au centre entourée d'une zone de pénombre, et sont également accompagnées par des taches brillantes chromosphériques, les plages. De plus, les magnétogrammes du Soleil (Figure 1.8, panneau de droite) indiquent que ces taches sont souvent associées à des régions magnétiquement actives, abritant un champ magnétique intense de quelques kG (jusqu'à 4.5 kG). Elles correspondent à l'émergence d'un tube de flux magnétique. Ce champ magnétique a été détecté pour la première fois sur le Soleil par Hale en 1908 (Hale, 1908). Généralement, les taches sont regroupées par paires dans la direction Est-Ouest, de polarité opposée, et l'ordre des polarités s'inverse d'un hémisphère à l'autre (lois de Hale, Hale 1919). Les taches ne couvrent généralement pas plus de 0.5% de la surface solaire. Pour le Soleil, une tache sombre est en moyenne 75% fois moins brillante que la photosphère calme environnante dans la zone d'ombre dans le visible, ce qui correspond à une différence de température d'environ 1500 K. Ce contraste diminue dans l'infrarouge et également pour les étoiles plus froides telles que les naines M avec une différence de température de l'ordre de 200 K dans la zone d'ombre. Pour un exposé plus complet sur les taches stellaires, le lecteur est invité à consulter, e.g., Berdyugina (2005).

### Effets en VR

Pour les étoiles autres que le Soleil, les inhomogénéités en brillance à leur surface ne sont évidemment pas résolues. Mais estimer leur présence reste néanmoins possible grâce à l'élargissement des raies spectrales par rotation et effet Doppler qu'elles induisent. La Figure 1.9 illustre l'impact d'une tache sombre sur le profil moyen (CCF) d'une étoile de  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ . La tache simulée recouvre 10% de la surface stellaire totale, soit environ 20 fois plus que la couverture standard du Soleil, afin d'amplifier les effets de la tache sur la CCF. Une tache froide va bloquer une partie du flux lumineux. Comme l'étoile est en rotation, par effet Doppler une moitié du disque est décalée vers le bleu, l'autre vers le rouge. La tache passant successivement d'un côté à l'autre, le spectre va rougir (VR>0, cas 1 Figure 1.9) puis bleuir (VR<0, cas 3 Figure 1.9) (même principe physique que l'effet RM, Section 1.1.1). C'est donc le déficit de brillance des taches qui induit un décalage en VR,

*i.e.*, un décalage du centroïde de la CCF. En plus d'induire une modulation de la VR, le profil est également déformé.

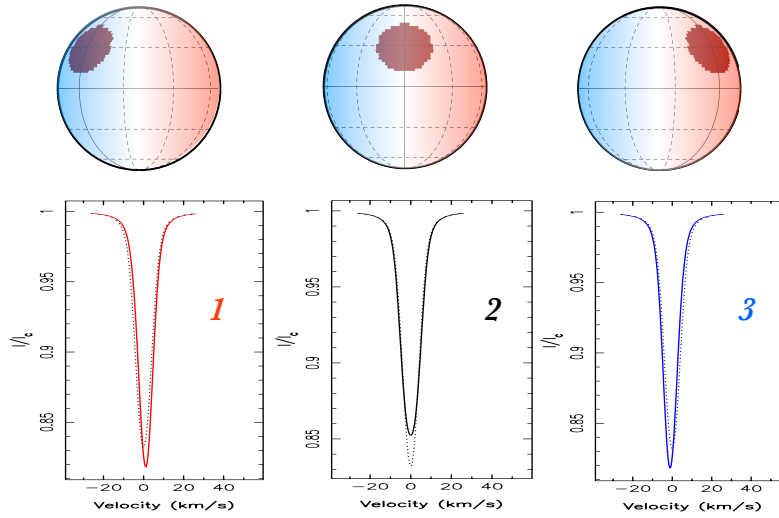


FIGURE 1.9 – Evolution de la CCF (trait plein) d'une étoile avec une tache froide ( $i = 90^\circ$  et latitude de  $30^\circ$ ). La CCF en pointillé correspond au profil moyen. En (1) on observe un décalage vers le rouge, en (2) un élargissement de la CCF, et en (3) un décalage vers le bleu. L'effet de CB n'est pas pris en compte.

En comparaison, lorsque la variation de VR est due à un compagnon planétaire, les raies se décalent en longueur d'onde mais ne se déforment pas (sauf en cas de transit, voir effet Rossiter-McLaughlin Section 1.1.1). Cette déformation est donc la signature de la présence de taches stellaires. Pour mieux mettre en avant les déformations de la raie moyenne au cours de la rotation stellaire, on peut calculer la différence entre la raie moyenne à une phase d'observation donnée et le profil moyen calculé sur l'ensemble des observations. On obtient un ensemble de spectres résiduels, RI, dont l'évolution temporelle est représentée Figure 1.10. Grâce à l'effet Doppler, la position de la tache à la surface de l'étoile est corrélée avec la position de la distorsion résultante dans la raie spectrale. L'asymétrie de la CCF se voit clairement dans l'alternance de la symétrie des résidus (+ – puis – +) de part et d'autre de la phase où la tache coupe le méridien central (phase 0.500 ici). La symétrie + – correspond à l'apparition de la tache sur la moitié du disque stellaire qui s'approche de l'observateur, la symétrie – + au passage sur celle qui s'éloigne de l'observateur. La tache impacte essentiellement le cœur de la raie (entre  $\pm v \sin i$ ).

Les taches étant liées à la surface de l'étoile, la période du signal en VR qu'elles engendrent est liée à la période de rotation  $P_{\text{rot}}$  de l'étoile et à ses harmoniques ( $P_{\text{rot}}/2$ ,  $P_{\text{rot}}/3$  et  $P_{\text{rot}}/4$ ) comme le montre la Figure 1.11 (Boisse et al., 2011). Ainsi la mesure de la période de rotation stellaire est une étape importante pour déterminer les différentes fréquences de la VR pouvant être affectées par l'activité stellaire liée aux taches. Les périodes de rotation stellaire sont typiquement de l'ordre de quelques jours à quelques dizaines de jours, soit du même ordre de grandeur que les périodes orbitales des planètes rocheuses. Par exemple, d'après Kasting et al. (2014), pour une étoile M de  $0.5 M_\odot$ , la ZH se situe entre 0.20 et 0.45 UA, ce qui correspond à des orbites de période comprise entre 30 et 150 jours. De plus l'effet en VR des taches ne dépasse pas quelques dizaines de  $\text{cm s}^{-1}$  à quelques

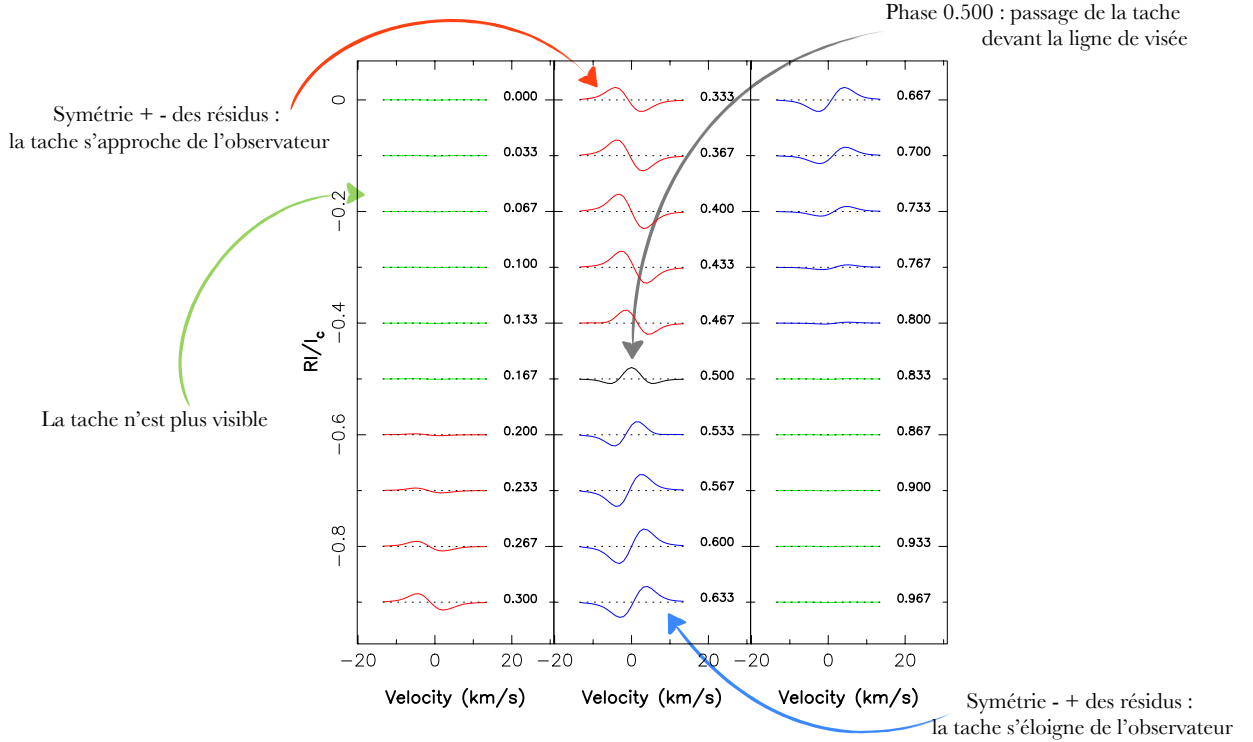


FIGURE 1.10 – Effet d'une tache sombre sur la CCF. Évolution temporelle des profils résiduels RI. Pour chaque phase d'observation indiquée à droite de chacun des spectres,  $RI = CCF - CCF \text{ moyenne}$ . En rouge sont représentés les spectres RI décalés vers le rouge, en bleu les spectres décalés vers le bleu, en vert les résidus observés lorsque la tache n'est plus visible, et en noir le spectre RI lorsque la tache passe devant le méridien médian (phase 0.500).

$\text{m s}^{-1}$  pour les étoiles de la séquence principale. C'est donc un effet particulièrement handicapant pour la recherche d'exoplanètes dans la ZH, ou de manière générale pour des planètes telles que  $P_{\text{orb}}$  est comparable à  $P_{\text{rot}}$ .

D'autres études menées par Desort et al. (2007); Meunier et al. (2010) ont simulé l'effet en VR à la fois des taches et des plages à partir de données observées de l'étoile de référence, le Soleil. Ils simulent donc en plus de l'effet photométrique, l'atténuation du décalage moyen vers le bleu dans les plages. À cause de la convection (voir § 1.4.1), la lumière provenant des plages est en effet décalée vers le bleu (CB). De plus la présence de champ magnétique bloque localement la convection (Cavallini et al., 1985; Hanslmeier et al., 1991, 1994); en comparaison avec le reste de la photosphère, on observe donc un décalage vers le rouge dans les plages solaires. L'effet total est d'environ  $200 \text{ m s}^{-1}$  pour une étoile de type solaire. Extrapoler ces résultats à d'autres types spectraux est difficile car la dépendance entre l'atténuation du CB et le type spectral est mal connue, et est difficilement accessible pour les étoiles autres que le Soleil, pour lesquelles nous ne pouvons pas faire de spectres distincts d'une région active et d'une région calme. Cependant, d'après certaines théories, le CB décroît (en valeur absolue) avec la température effective de l'étoile (e.g., Asplund et al., 2000). En s'appuyant sur les données spectrales de GJ 699 et des travaux de simulation numérique de la convection des étoiles M de Ludwig et al. (2006), Kürster et al. (2003) arrivent à la conclusion que pour cette naine M la granulation induit non pas un décalage vers le bleu mais vers le rouge d'environ



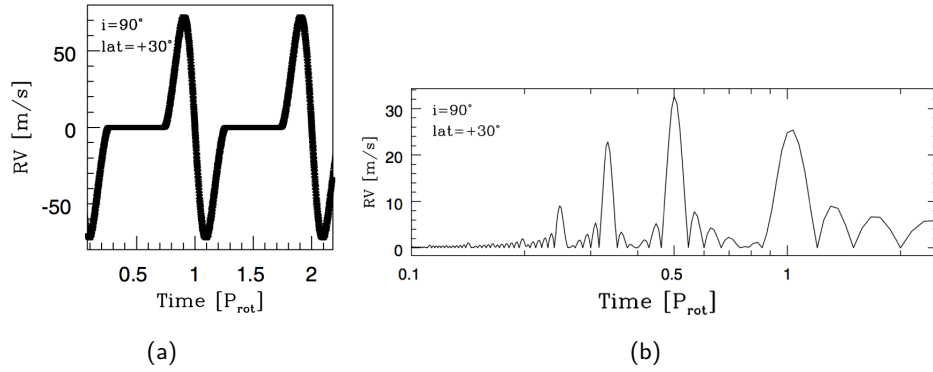


FIGURE 1.11 – Effet d'une tache sombre sur la CCF et VR. (a) Simulations des VRs mesurées (à gauche) et (b) périodogramme associé (à droite) pour une étoile en rotation avec une tache à sa surface (figures issues de Boisse et al., 2011).

$+33 \text{ m s}^{-1}$ , et l'atténuation de cet effet dans les plages amène alors à un décalage vers le bleu dans les plages qui n'excède pas la trentaine de  $\text{m s}^{-1}$  (contre 10 fois plus dans le Soleil).

Il est important de noter que l'inhibition de l'effet de la convection dans les zones actives de l'étoile n'est cependant à prendre en compte que pour les étoiles ayant un faible  $v \sin i$  (1 à  $3 \text{ km s}^{-1}$ ). Pour les rotateurs rapides, les raies spectrales sont élargies par la rotation, et les effets de contraste des taches dominent très largement.

### 1.4.3 Phénomènes de longue période devant $P_{\text{orb}}$

#### Cycle magnétique

Les premières observations solaires datent du XVII<sup>ème</sup> siècle. Elles ont tout d'abord été faites avec une lunette astronomique par Galilée. Le suivi du Soleil dans le visible n'a depuis jamais cessé, et l'observation systématique des taches à la surface du Soleil a montré que ces dernières n'étaient pas aléatoirement réparties à la surface et montraient un comportement cyclique d'une période moyenne égale à 11 ans. Le relevé de la latitude et de la surface des taches a permis de montrer qu'au cours d'un cycle de 11 ans, les taches migraient des latitudes intermédiaires ( $\sim 40^\circ$ ) vers l'équateur, avec un maximum vers  $15^\circ$ , formant ainsi un diagramme dit "papillon" (voir Figure 1.12). À ce cycle des

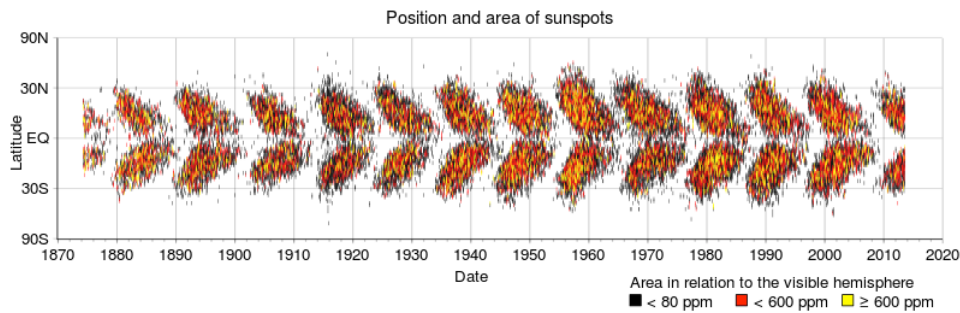


FIGURE 1.12 – Diagramme papillon réalisé à partir de mesures du champ magnétique intégrées en longitude. Figure de D. Hathaway, NASA, 2010. L'évolution est cyclique, avec une période de  $\sim 11$  ans pour les taches,  $\sim 22$  ans pour le champ magnétique associé.

taches, s'ajoute un cycle magnétique. En effet, la composante à grande échelle du champ magnétique solaire voit sa polarité s'inverser tous les 22 ans. De plus, elle varie fortement au cours du cycle : l'intensité du champ, l'angle entre l'axe du dipôle et l'axe de rotation ainsi que l'importance relative des composantes dipolaires et octupolaires sont affectées (e.g., DeRosa et al., 2012). Cette variabilité se manifeste à travers de nombreux indicateurs d'activité radio, optiques (tels que les variations des raies Ca II ou H $\alpha$ ), UV ou rayons X, qui sont corrélés avec le cycle magnétique du Soleil.

Cette variabilité longue période du Soleil peut se généraliser aux autres étoiles. Le suivi pendant 40 ans au Mont Wilson des raies H et K du Ca d'étoiles de la séquence principale, a établi qu'environ 60% des étoiles observées montraient des variations cycliques (Baliunas et al., 1995), et que seules 15% ne montraient aucune variabilité claire (Hall, 2008). Le suivi des indices d'activité est une observation indirecte du cycle magnétique à l'origine de la plupart des phénomènes d'activité stellaire. Avoir accès à la topologie du champ grande échelle et ainsi détecter les cycles magnétiques stellaires est plus délicat, mais possible grâce à l'imagerie Zeeman-Doppler (voir Chapitre 3 pour le détail). Cette méthode (Semel, 1989) a permis la première détection d'un changement cyclique de polarité pour une étoile autre que le Soleil :  $\tau$  Bootis. Entre 2006 et 2011 cette étoile a été observée de nombreuses fois, ce qui a permis d'obtenir différentes cartes du champ magnétique à grande échelle (voir Figure 1.13 pour un extrait de ces cartes). Fares et al. (2009, 2013) ont estimé de ces observations que le cycle

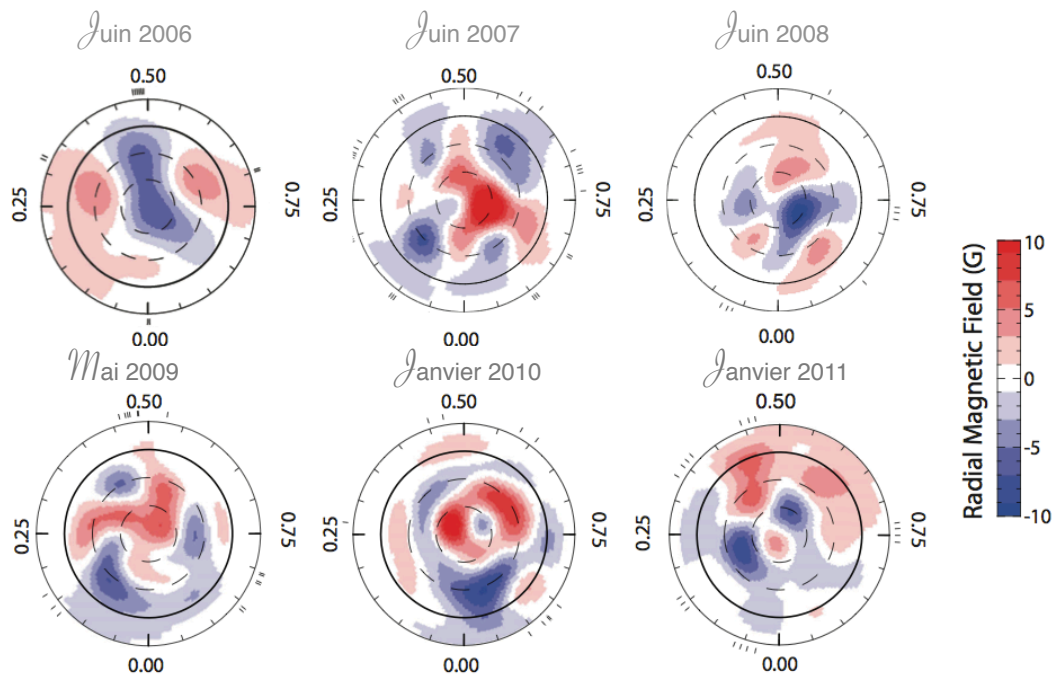


FIGURE 1.13 – Renversement du champ magnétique à grande échelle de  $\tau$ -Boo. Il fut observé à six reprises entre juin 2006 et janvier 2011. L'étoile est représentée en projection polaire aplatie. Le pôle est au centre de l'image et les cercles concentriques représentent (de l'intérieur vers l'extérieur) les latitudes de 60°, 30°, 0° et -30°. Les tirets radiaux indiquent les phases d'observations. Figures extraites de Fares et al. (2009, 2013).

magnétique de  $\tau$ -Boo durerait approximativement 800 jours. Pour expliquer ce cycle magnétique dix fois plus court que celui du Soleil, une des hypothèses avancées est le possible couplage entre le Jupiter chaud ( $a \sim 0.049$  UA) en rotation synchrone autour de l'étoile et l'enveloppe convective (Donati et al., 2008b; Fares et al., 2013). D'autres variabilités magnétiques stellaires ont depuis été observés (e.g., Morgenthaler et al., 2011)

Cette variabilité des taches à la surface stellaire induit des effets de VR de l'ordre de quelques  $\text{m s}^{-1}$  et d'une périodicité variable, de la centaine de jours à quelques années (voir Figure 1.14), par effets de contraste des taches et, pour les rotateurs lents, également par inhibition de la convection.

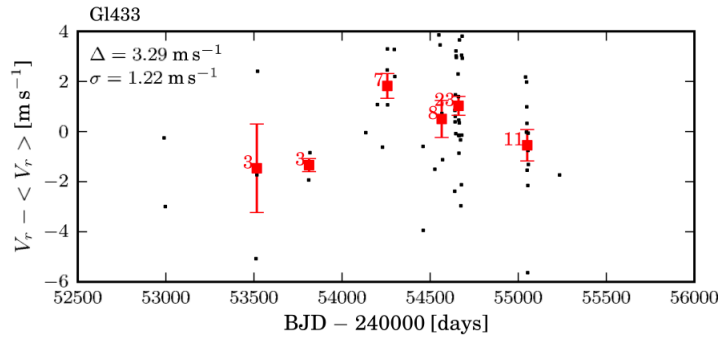


FIGURE 1.14 – Variations de VR de GJ 433 possiblement dues à un cycle d'activité longue période ( $P \sim 1700$  jours) (Gomes Da Silva et al., 2012). Les points rouges représentent les données moyennées.

## 1.5 Synthèse

L'activité de l'étoile se traduit par des phénomènes de surface variés, et couvrant de nombreuses échelles spatiales et temporelles. Elle est le plus souvent d'origine magnétique (à l'exception des pulsations et de la granulation). Il existe un champ de petite échelle lié aux structures individuelles, et de grande échelle lié à leur organisation globale (Figure 1.15). Il existe donc bien évidemment une connexion entre tous ces phénomènes affectant la VR. C'est à cette diversité des phénomènes stellaires et à leur complexité que sont confrontés les chasseurs de planètes extra-solaires. De plus, l'étoile de référence pour appréhender les différents impacts de l'activité sur la VR reste le Soleil, et il n'est pas toujours évident ni possible d'extrapoler aux différents types spectraux, rendant ainsi encore plus délicate la compréhension de l'origine des différents signaux de VR.

Les étoiles étudiées dans la suite de la thèse sont les naines M, et les étoiles jeunes de type T Tauri. Pour les étoiles de type M, le jitter d'activité est principalement dû aux effets de brillance et, à long terme au cycle magnétique. En effet les pulsations sont de quelques dizaines de  $\text{cm s}^{-1}$ , et les effets de CB sont plus faibles que dans le cas solaire car, à cause de leur plus faible température, la convection est plus lente. Cela diminue donc à la fois l'impact de la granulation et l'impact de la suppression du CB dans les plages. Pour les étoiles jeunes, l'activité principale est également l'effet de brillance. Pour ces étoiles très actives, des taches chaudes sont présentes à la surface, et les effets de brillance doivent donc prendre en compte les taches plus froides et plus chaudes que la photosphère calme.

Le prochain chapitre est consacré à la revue des différents diagnostics d'activité existants et à l'introduction des deux principales méthodes envisagées pour filtrer les signaux d'origine stellaires. La première est basée sur le suivi simultané VR + photométrie (Haywood et al., 2014), la deuxième est une méthode basée sur l'utilisation de données spectropolarimétriques que j'ai développée au cours de cette thèse.

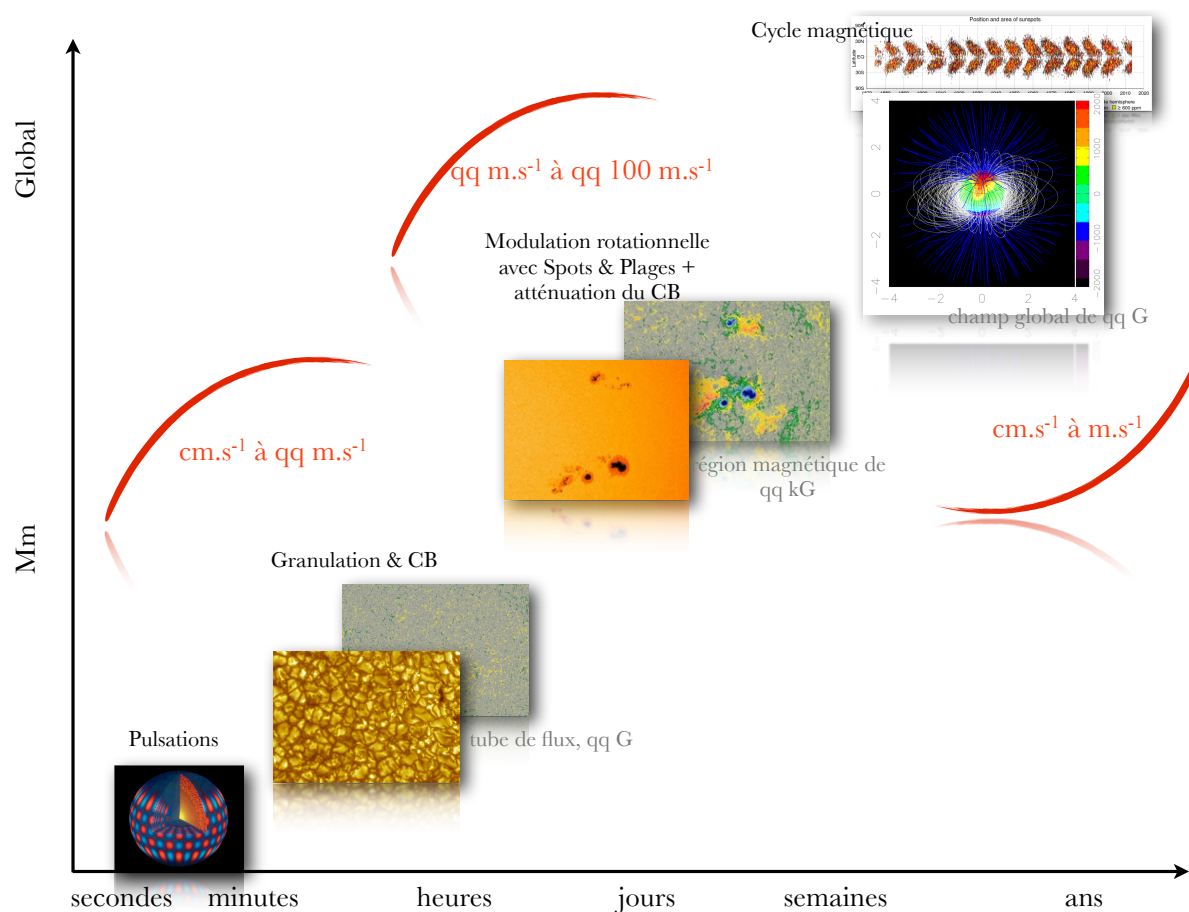


FIGURE 1.15 – Résumé schématique des différentes échelles spatiales et temporelles de l'activité stellaire et de son impact sur les VR.



## CHAPITRE 2

# DIAGNOSTIC ET CARACTÉRISATION DU JITTER D'ACTIVITÉ EN VITESSE RADIALE

### Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Les principaux diagnostics en VR</b>	<b>30</b>
2.1.1	Bissecteur et FWHM	30
2.1.2	Les indices d'activité	33
<b>2.2</b>	<b>Étude du champ magnétique</b>	<b>36</b>
2.2.1	Origine du champ magnétique stellaire	36
2.2.2	Détection du champ magnétique stellaire	37
2.2.3	Intérêt de l'infrarouge	41
<b>2.3</b>	<b>Article n° 1 : <i>Detecting planets around active stars : impact of magnetic fields on radial velocities and line bisectors</i></b>	<b>47</b>
<b>2.4</b>	<b>Filtrage du jitter d'activité</b>	<b>50</b>
2.4.1	Apport de la photométrie	50
2.4.2	Apport de la spectropolarimétrie et de l'imagerie	50

Tenir compte de l'activité stellaire en VR implique une avancée précautionneuse dans l'analyse des données, qui ne va pas sans diagnostics efficaces et modélisations avisées. C'est l'objet de ce second chapitre. La première partie est consacrée aux diagnostics dont on se sert usuellement pour caractériser l'origine des signaux de VR. Comme dans la recherche de planètes de courtes  $P_{\text{orb}}$  (1-10 jours), l'activité la plus gênante est l'activité photosphérique qui est d'origine magnétique, dans la seconde partie je mettrai l'accent sur le champ magnétique stellaire : son origine, sa mesure et son impact sur les courbes de VR. Ces derniers résultats ont fait l'objet d'un article publié dans MNRAS et présentée en Section 2.3. Enfin, la dernière partie introduit deux méthodes de filtrage du jitter d'activité des courbes de VR : celle basée sur une étude complémentaire en photométrie, et celle que j'ai développée au cours de cette thèse, basée sur un suivi en spectropolarimétrie.

## 2.1 Les principaux diagnostics en VR

### 2.1.1 Bissecteur et FWHM

Comme présenté Section 1.3.1, pour mesurer la VR il faut combiner l'information contenue dans l'ensemble des raies spectrales de l'étoile. Avec la raie moyenne ainsi obtenue (CCF), on accède à un meilleur rapport signal à bruit (SN), et sa forme reflète directement les phénomènes physiques qui affectent la formation des raies dans l'atmosphère stellaire (champ magnétique, convection, etc...).

Pour quantifier la déformation de la CCF, on peut utiliser le bissecteur et la largeur à mi-hauteur (ou FWHM<sup>1</sup>).

#### Le bissecteur

Le bissecteur est une mesure au premier ordre de l'asymétrie de la raie. C'est le lieu des points à mi-distance des bords droit et gauche de la CCF (voir Figure 2.1 (a)). La première utilisation du bissecteur a été faite en physique stellaire pour caractériser la granulation solaire (Voigt, 1956), puis stellaire (Gray, 1982). Pour la recherche des exoplanètes, ce sont Gray (1997) pour 51Peg-b puis Queloz et al. (2001) pour HD 166435 qui l'ont utilisé en premier pour caractériser la pollution des mesures de VR par l'activité stellaire. Pour estimer l'évolution de l'asymétrie de la CCF au cours de la rotation stellaire, on mesure la pente du bissecteur (ou velocity span) notée par la suite  $V_s$ , et calculée comme la différence entre la vitesse moyenne de la partie haute ( $V_t$ , entre 60 et 90% de la profondeur de la raie) et celle de la partie basse ( $V_b$ , entre 10 et 40 %) comme illustré Figure 2.1 (a).

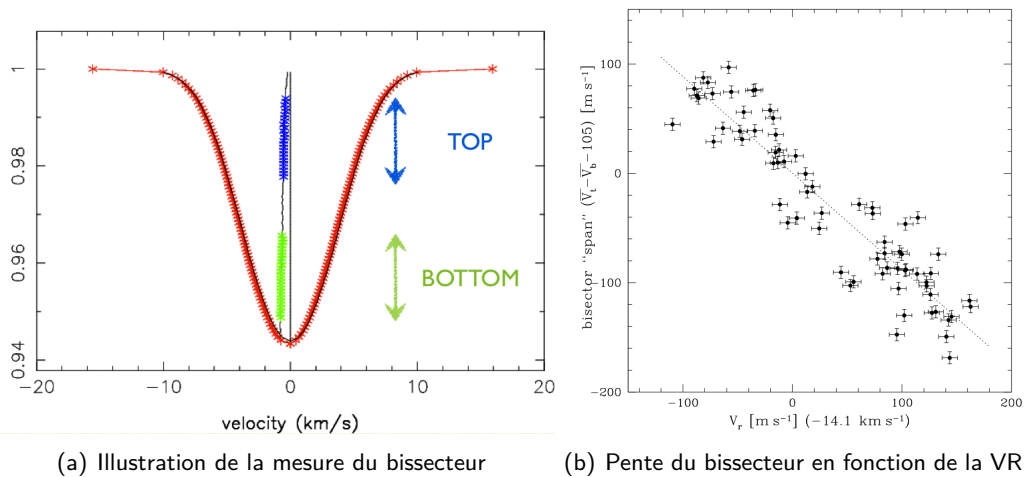


FIGURE 2.1 – (a) La CCF en noir représente la CCF non déformée, celle en croix rouges la CCF déformée par le passage d'une tache sombre de 3%. Le bissecteur en trait plein noir vertical est celui d'un CCF non déformée, celui de la CCF déformée est, lui, grossi 5×, pour plus de visibilité et la partie bleue et la partie verte indiquent les intervalles utilisés pour mesurer la pente du bissecteur. (b) Le bissecteur span  $V_s$  en fonction de  $V_r$  pour HD 166435 (Queloz et al., 2001).

Pour une raie parfaitement symétrique, le bissecteur est un segment vertical, et n'évolue pas avec la rotation stellaire s'il n'y a aucune inhomogénéité (ni pulsation) à la surface de l'étoile.

1. Full Width at Half Maximum.

Si on ajoute une tache sombre à la surface de l'étoile, la déformation se résume à un décalage du bissecteur vers le rouge, puis vers le bleu (cas de la Figure 2.1 (a)) au cours de la rotation stellaire. C'est principalement le cœur de la raie qui est affecté. D'après la Figure 2.1 (a), on voit que lorsque le bissecteur est décalé vers le bleu, *i.e.*,  $V_r$  est négative, alors  $V_s$  est le plus souvent positif car  $V_t > V_b$ . Ainsi, si la variation de VR est uniquement induite par la présence d'activité stellaire, on s'attend à ce que les variations du bissecteur soient anticorrélées avec celles de la vitesse (Figure 2.1 (b)). C'est ainsi que les variations de VR de l'étoile HD 166435 ont été attribuées non pas à une planète, mais à des taches. Cette hypothèse était de plus corroborée par les variations photométriques et les variations d'émission dans les raies Ca H & K (définies Section 2.1.2).

L'évolution de la distorsion du bissecteur au cours d'un cycle de rotation stellaire permet d'obtenir des renseignements sur la latitude de la tache pour une inclinaison  $i$  donnée. Ainsi, pour une étoile vue par l'équateur, si la tache est située à haute latitude, seul le cœur de la raie sera affecté ( $V_b$ ) et les variations seront faibles. En revanche si la tache est équatoriale,  $V_b$  et  $V_t$  seront impactés, avec cependant des variations plus importantes pour  $V_b$ . Si l'on regarde plus précisément comment  $V_b$  et  $V_t$  varient au cours du temps, on note deux étapes principales :

- la première où seule  $V_b$  varie, qui correspond aux phases où la tache passe devant la ligne de visée (voir Figure 2.2, phases B à D),
- la deuxième où  $V_t$  varie tandis que  $V_b$  reste presque constante (voir Figure 2.2, phases E à A).

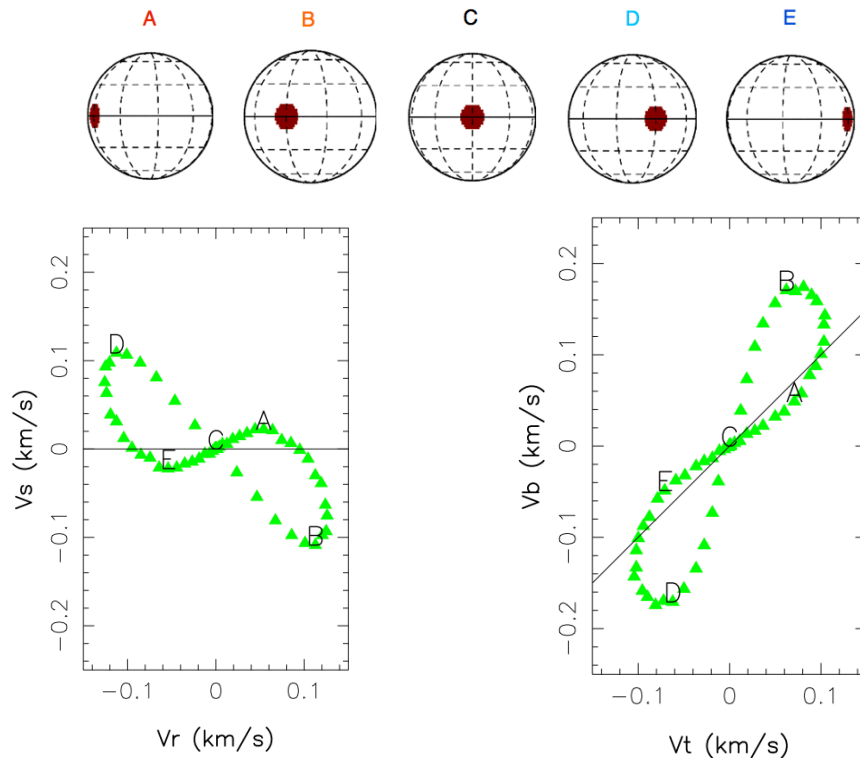


FIGURE 2.2 – Impact sur  $V_s$  et  $V_r$  d'une tache sombre ( $T_{\text{spot}} = 0$  K) couvrant 1% de la surface stellaire totale. La figure du haut représente la tache à différente phase de rotation (de B à C, la tache est au centre, de E à A, elle est aux limbes). Le deux autres figures représentent l'évolution de  $V_s$  en fonction de  $V_r$  (gauche), et de  $V_b$  en fonction de  $V_t$  (droite). La droite noire correspond à l'impact d'une planète.



Ces étapes sont d'autant plus marquées que  $v \sin i$  et  $i$  sont importants. Mais dans tous les cas, il y a corrélation entre  $V_b$  et  $V_t$ .

D'après de nombreuses études (e.g., Desort et al., 2007; Boisse et al., 2011; Hébrard et al., 2014), le bissecteur n'est réellement efficace pour déceler l'activité stellaire que si la vitesse de rotation équatoriale projetée sur la ligne de visée ( $v \sin i$ ), est plus grand que  $2 \text{ km s}^{-1}$ . En deçà, le profil n'est pas assez élargi par rotation pour que la mesure du bissecteur et de  $V_s$  contiennent suffisamment d'information (si  $v \sin i < 2 \text{ km s}^{-1}$ , la semi-amplitude de  $V_s$  est inférieure à  $1 \text{ m s}^{-1}$  pour une tache couvrant 0.5% de la surface stellaire totale).

Pour une analyse détaillée de l'évolution de  $V_r$ ,  $V_s$ ,  $V_b$  et  $V_t$  avec une tache sombre, le lecteur est invité à se reporter à la partie 3 de l'article Hébrard et al. (2014) qui est présenté Section 2.3 et inclus dans l'Annexe C. La principale conclusion est que pour un rotateur rapide ( $v \sin i > 5 \text{ km s}^{-1}$ ), les asymétries de la CCF peuvent être utilisées pour directement diagnostiquer la présence de taches photosphériques et accéder à leur localisation à la surface de l'étoile. Pour  $v \sin i < 5 \text{ km s}^{-1}$ , cette seule analyse est insuffisante pour les instruments actuels dont la stabilité est proche du  $\text{m s}^{-1}$  (mais pourrait être utilisée avec un vélocimètre dont la stabilité serait bien meilleure, *i.e.*, proche de quelques  $\text{cm s}^{-1}$ ).

On peut noter que pour une CCF stellaire standard, non affectée par la présence de taches sombres, le bissecteur présente une forme caractéristique de "C" (voir Figure 2.3, Gray 1982). Cette forme est due à la granulation qui recouvre la majeure partie de la surface stellaire. Or la granulation est formée de régions brillantes dont le profil est décalé vers le bleu et, en plus faible quantité, de régions sombres dont le profil est moins profond et décalé vers le rouge (voir Section 1.4.1, effet CB). La résultante donne un bissecteur légèrement incurvé vers le rouge dans sa partie supérieure, d'où la forme en "C" (C shape). L'amplitude dépend du type spectral : plus l'étoile est chaude, plus la forme

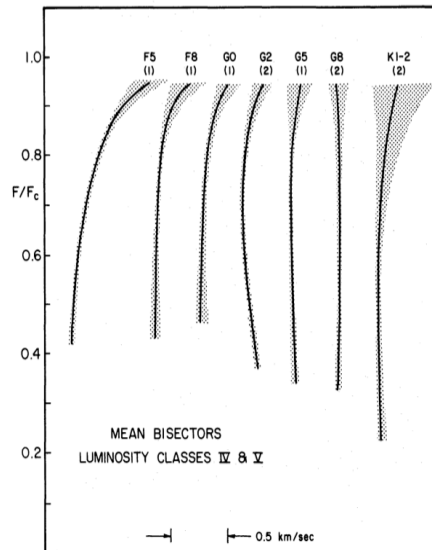


FIGURE 2.3 – Bissecteur standard d'étoiles type F à K. La zone grisée correspond à l'erreur moyenne, le chiffre situé sous le type spectral indique le nombre d'étoiles considérées (Gray, 1982).

en "C" est accentuée, et peut s'inverser pour les étoiles plus chaudes (vers 9000 K, voir Gray, 1989).

Les effets des taches doivent être ajoutés à ce bissecteur. Les plages (*i.e.*, les taches brillantes) étant des zones de fort champ magnétique, la convection y est bloquée, ce qui tend à réduire l'effet CB. Ceci conduit également à des distorsions du bissecteur au cours de la rotation stellaire (voir Section 1.4.1).

Enfin, si les taches sombres recouvrent rarement plus de 2% de la surface totale des étoiles de type solaire et jouent donc un rôle plus faible que la granulation, il n'en est pas de même pour les naines M en rotation rapide ( $v \sin i > 10 \text{ km s}^{-1}$ ) par exemple. L'utilisation de la raie TiO pour tracer les zones de faible température a montré que ces dernières pourraient être plus uniformément recouvertes de taches et sur de plus grandes surfaces (30-40%, voir Barnes et al., 2011, et les références citées dans cet article), avec un effet de CB plus faible (Section 1.4.2). Dans ce cas l'effet des taches pourrait être prépondérant dans la forme finale du bissecteur à une phase donnée.

### FWHM

La largeur à mi-hauteur est directement liée au taux de rotation de l'étoile, et donc au  $v \sin i$ . Plus une étoile tourne vite, plus elle est active et sa FWHM importante. Cependant, cette quantité intègre également des informations sur la largeur intrinsèque de la CCF. Celle-ci est due aux mouvements turbulents de la zone convective et au champ magnétique qui donnent naissance aux inhomogénéités à la surface de l'étoile (granulation, plages, taches, etc...). Au cours de la rotation de l'étoile, la conservation de l'aire de la raie spectrale implique que, si la surface de l'étoile n'est pas homogène, la FWHM varie, et ses variations sont donc corrélées avec la VR. Ce paramètre est donc souvent utilisé pour amorcer la caractérisation d'un signal en VR pour les rotateurs lents, dont la FWHM n'est pas dominée par la rotation (e.g., Queloz et al., 2009; Dumusque et al., 2014).

#### 2.1.2 Les indices d'activité

Les indices d'activité sont liés à des transitions résonantes entre l'état fondamental d'un atome ou d'un ion et un état excité supérieur. Ces transitions se produisent généralement dans l'atmosphère stellaire étendue, et sont donc dépendantes des phénomènes magnétiques y régnant ; ainsi toutes les variations temporelles de ces indices témoignent de l'activité de l'étoile. Selon leur abondance et leur profondeur optique, les raies correspondantes sont soit des raies d'émission, soit des raies avec une émission centrale et de larges ailes en absorption, soit des raies d'absorption dont le cœur est légèrement rempli. Un exemple de chacune des raies présentées ici est donné Figure 2.5.

#### Les raies du calcium H & K et le doublet du sodium

Les raies H (396.8470 nm) & K (393.3664 nm) du calcium présentent une raie d'émission en leur centre dans les zones actives. Cette émission a essentiellement lieu au niveau des plages, dans la chromosphère chauffée par le champ magnétique qui émerge de la photosphère. La mesure de l'indice d'activité  $S$  se fait par rapport au continuum de part et d'autres des raies de sorte que :

$$S = \frac{\phi_H + \phi_K}{\phi_B + \phi_R}, \quad (2.1)$$

avec  $\phi_H$  et  $\phi_K$  le flux normalisé du cœur des raies H et K, et  $\phi_B$  et  $\phi_R$ , celui du continuum (voir Boisse et al., 2009, pour le détail du calcul).

Son aptitude à traduire les phénomènes d'activité dépend largement du type spectral de l'étoile. Pour comparer le niveau d'activité magnétique des différentes étoiles, il est nécessaire de transformer l'indice  $S$  pour ne prendre en compte que la composante chromosphérique, en soustrayant la composante photosphérique du flux, qui n'est pas liée au champ magnétique mais directement à la température effective de l'étoile (donc du type spectral). L'indice ainsi obtenu est ensuite normalisé par rapport au flux bolométrique total de l'étoile (pour quantifier l'efficacité du chauffage magnétique dans la chromosphère). Noyes et al. (1984) a proposé les corrections à apporter directement en fonction de l'indice de couleur  $B - V$  et a introduit l'indice  $R'_{HK}$  à partir des mesures faites au Mont Wilson.  $R'_{HK}$  a l'avantage d'être proportionnel à la quantité d'énergie transportée par le champ magnétique pour chauffer la chromosphère, et est donc intimement lié à l'activité magnétique de l'étoile, et permet de suivre l'activité à long terme. Il trace bien le cycle solaire, passant de  $\log R'_{HK} = -4.75$  en phase active, à  $-5.05$  en phase calme. De plus il existe un lien étroit avec la période de rotation stellaire (l'activité augmente avec le taux de rotation, et tous les deux diminuent avec l'âge), faisant de cette quantité un indicateur assez fiable pour prédire les âges et périodes de rotation des étoiles (Mamajek and Hillenbrand, 2008).

Certains auteurs ont tenté d'analyser qualitativement la périodicité de l'indice du Ca II pour les étoiles autres que le Soleil. Lockwood et al. (2007) ont par exemple étudié la relation entre l'émission chromosphérique et la photométrie de l'étoile en étudiant 32 étoiles de type solaire. Comme illustré par la Figure 2.4, il semble se dessiner une tendance pour la pente de la régression linéaire entre l'émission chromosphérique et la variabilité photométrique : elle est négative pour les étoiles jeunes, et positive pour les autres. L'anti-corrélation peut s'interpréter par une activité dominée par les taches sombres pour les étoiles les plus actives, et une activité plutôt dominée par les plages sinon.

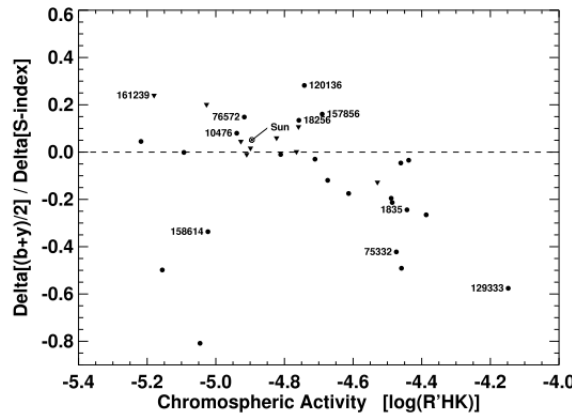


FIGURE 2.4 – Pente de la régression linéaire entre la variabilité photométrique et l'émission chromosphérique après un suivi de 13 à 20 ans au Mont Wilson. Extrait de Lockwood et al. (2007).

Cependant, étant situé dans la partie bleue du spectre, cet indice n'est efficace que pour  $B - V < 1.2$ . Pour les naines M, peu lumineuses vers le bleu, les indices  $S$  et  $R'_{HK}$  ne sont plus efficaces mais peuvent avantageusement être remplacés par l'étude du doublet du sodium (588.995 & 589.592 nm) comme présenté par Gomes Da Silva et al. (2011, 2012) :

$$Na = \frac{\phi_{NaDI} + \phi_{NaDII}}{\phi_{Na1} + \phi_{Na2}}, \quad (2.2)$$

avec  $\phi_{NaDI}$  et  $\phi_{NaDII}$  le flux normalisé du cœur des raies du doublet, et  $\phi_{Na1}$  et  $\phi_{Na2}$ , celui du continuum, ou par le triplet IR du Ca.

### La raie $H\alpha$

La raie  $H\alpha$  (656.2808nm) est une raie d'absorption pour les étoiles de type solaire. Elle est produite essentiellement par photo-ionisation dans la chromosphère calme. La raie  $H\alpha$  est produite en émission dans les plages chauffées par le champ magnétique. Le principe de calcul de l'indice  $H\alpha$  est le même que précédemment.

$$H\alpha = \frac{\phi_{Ha}}{\phi_{Ha1} + \phi_{Ha2}}, \quad (2.3)$$

avec  $\phi_{Ha}$  le flux normalisé du cœur de la raie, et  $\phi_{Ha1}$  et  $\phi_{Ha2}$ , celui du continuum environnant.

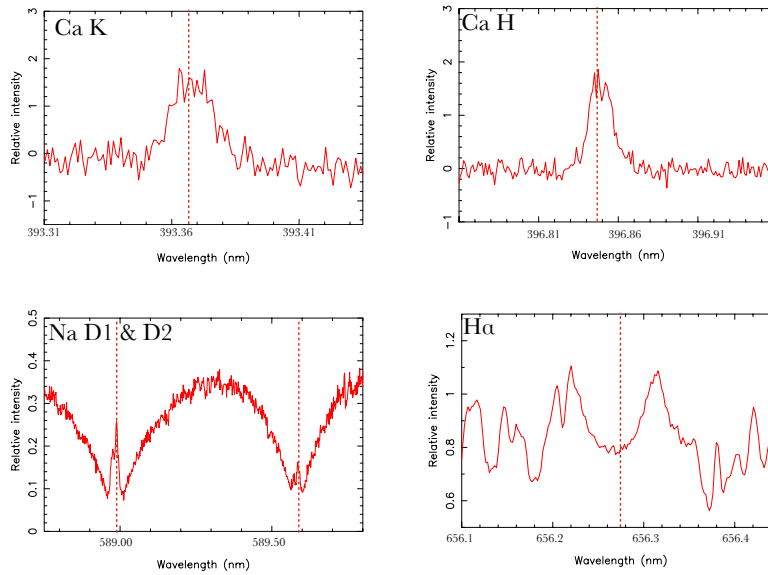


FIGURE 2.5 – Cœur des différentes raies utilisées pour calculer les indices d'activité principaux (exemple de GJ 479). Le trait vertical en pointillé indique le centre de la raie.

Quel que soit l'indice utilisé, si un signal de VR est induit par l'activité stellaire, il existe une corrélation entre VR et l'indice. Les grandeurs présentées ci-dessus sont les principaux diagnostics utilisés pour établir l'origine principale d'un signal en VR. La seule analyse de leurs variations n'est cependant souvent pas suffisante pour nettoyer les courbes de VR du jitter d'activité, mais constitue une base solide pour mettre en place des techniques de filtrage. Avant de présenter les méthodes de filtrage utilisées Section 2.4, nous allons présenter plus en détail Section 2.2, le champ magnétique stellaire (origine, mesure) et dans quelles conditions il peut être utilisé pour contraindre l'activité stellaire et les courbes du jitter d'activité. En effet, étant à l'origine de la plupart des phénomènes d'activité, et agissant sur la formation des raies (effet Zeeman), on peut légitimement penser que d'une part la VR et la CCF peuvent contraindre le champ magnétique des taches, et d'autre part que le suivi du champ magnétique peut apporter de nouvelles contraintes pour le filtrage du jitter en VR dû à l'activité.

## 2.2 Étude du champ magnétique

### 2.2.1 Origine du champ magnétique stellaire

La plupart des phénomènes d'activité ont une origine magnétique. Le niveau d'activité associé aux indicateurs tels que Ca II reflète indirectement l'intensité du champ magnétique. Avant d'étudier plus en détail la mesure du champ magnétique, son impact sur les données de vitesse radiale et sa modélisation, nous allons rappeler ici les principaux mécanismes physiques qui sont à l'origine de sa génération et de son évolution.

Avant toute chose, la description du champ magnétique se fera en terme de champ poloïdal et toroïdal dont un exemple simple de géométrie est donné Figure 2.6.

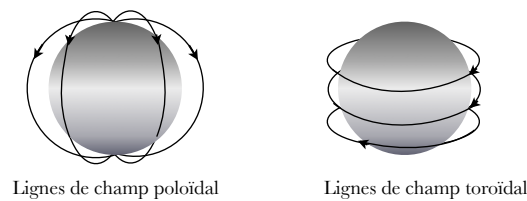


FIGURE 2.6 – Schéma représentant une exemple de topologies magnétiques poloïdale (gauche) et toroïdale (droite) dans le cas simple d'une champ axisymétrique.

La première détection d'un champ magnétique à grande échelle à la surface du Soleil eut lieu en 1913, et fut faite par Hale (Hale, 1913). Bien que confirmant sa découverte en 1918 (Hale et al., 1918), l'origine d'un tel champ, ainsi que sa faible intensité (quelques Gauss) restait pour lui un mystère. Les observations du champ à petite échelle de 1908 à 1924 permirent d'établir les caractéristiques magnétiques générales des taches solaires telles que le changement de polarité des taches entre l'hémisphère nord et sud, et au sein d'un même groupe de taches (voir Section 1.4.2). C'est sur la base de ces observations que furent établi les deux effets principaux à l'origine du champ solaire : l'effet  $\Omega$  et l'effet  $\alpha$ .

L'effet  $\Omega$  permet la formation d'un champ toroïdal à partir d'un champ poloïdal grâce à la rotation différentielle. L'équateur tournant plus vite que les pôles, une ligne de champ poloïdal d'axe nord-sud va se déformer, s'étendre et s'enrouler autour de cet axe jusqu'à s'aligner avec la direction est-ouest avec une polarité différente entre les deux hémisphères (voir Figure 2.7 (a) à (c)). Cependant, Cowling (1933) mit en évidence que cet effet seul ne permettait pas d'expliquer l'existence du champ magnétique solaire car un champ uniquement axisymétrique ne peut pas se maintenir à cause de la dissipation ohmique. Il faut introduire un second mécanisme, l'effet  $\alpha$ , qui permet de générer un champ poloïdal à partir d'un champ toroïdal (Parker, 1955). Les cellules de convection donnent naissance à un mouvement radial du plasma solaire. Sous l'action de la force de Coriolis, ce mouvement va tordre localement les lignes de champ toroïdal et produire un champ poloïdal. L'effet conjugué de nombreuses cellules convectives et la rotation finissent par rétablir un champ poloïdal similaire au champ initial, mais de polarité opposé. Finalement le champ magnétique grande échelle est intimement lié aux mouvements de plasma conducteur dans la zone convective et à la rotation de l'étoile, d'où le nom d'effet dynamo.

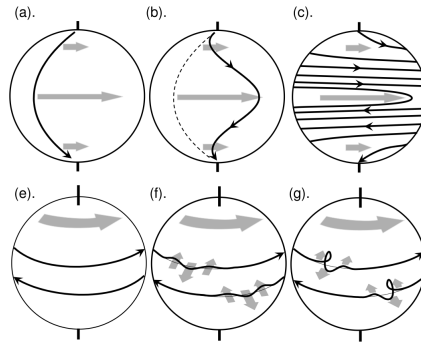


FIGURE 2.7 – Illustration des effets dynamo générant le champ magnétique stellaire. Les figures (a) à (c) illustrent l'effet  $\Omega$  : étirement puis enroulement des lignes de champ par rotation différentielle, et création d'une composante toroïdale à partir d'une composante poloïdale. Les figures (e) à (g) illustrent l'effet  $\alpha$  : régénération d'une composante poloïdale à partir d'une composante toroïdale via la convection cyclonique induite par la rotation.

Seuls les deux principes de base de la dynamo ont été présentés ici ; ils ne sont d'ailleurs pas spécifiques aux étoiles et sont également utilisés pour expliquer le champ magnétique de planètes géantes. Bien entendu, la modélisation du champ magnétique stellaire est beaucoup plus complexe, devant tenir compte des contraintes d'échelle de temps, des conditions aux limites imposées par la structure interne de l'étoile, etc... Les mécanismes complets de la dynamo sont complexes et encore mal compris. Les théories s'inspirent encore largement de observations solaires. Il est nécessaire de multiplier et varier les observations pour guider les théories vers des modèles plus universels pouvant englober la diversité des conditions stellaires (en particulier les étoiles entièrement convectives). Le lecteur est invité à consulter Jouve (2008) pour plus de détails théoriques sur les modèles de dynamos stellaires.

Le champ à plus petite échelle, contenu dans les taches, est induit grâce aux mouvements chaotiques de l'écoulement de plasma générant de petites boucles de champ poloïdal par effet  $\alpha$ . Contrairement au champ à grande échelle, il n'a pas besoin de la rotation pour être expliqué. Lorsque le champ généré est suffisamment fort, la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur du tube de flux est telle qu'elle engendre une différence de densité suffisante pour faire remonter le champ vers la surface, donnant naissance à un couple de taches de polarité opposée.

Finalement, la diversité structurelle des phénomènes d'activité (voir Section 1.4) est en lien direct avec la structure multi-échelles du champ magnétique dont l'origine commune est les mouvements de plasma dans la zone convective de l'étoile.

## 2.2.2 Détection du champ magnétique stellaire

### L'effet Zeeman

C'est en 1908 que l'astronome George E. Hale a remarqué que les taches sombres sont directement liées à des champs magnétiques intenses à la surface du Soleil. En observant une tache solaire, il a noté que les raies spectrales normalement présentes à la surface du Soleil étaient accompagnées de nouvelles petites raies très proches, habituellement absentes et de polarisation différente. Cette multiplication des raies spectrales est appelée effet Zeeman. Cet effet du champ magnétique sur les

raies spectrales a été observé pour la première fois en laboratoire en 1896 par Pieter Zeeman.

En permettant d'accéder à l'intensité et à la géométrie du champ, l'effet Zeeman se révèle être un outil d'investigation magnétique très performant en astronomie.

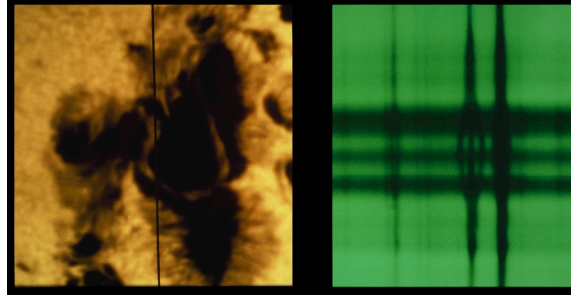


FIGURE 2.8 – Mesure de l'effet Zeeman dans une tache solaire. Le panneau de gauche montre une tache solaire créée par un champ intense. La ligne noire verticale représente la fente d'un spectrographe. Le panneau de droite représente un portion du spectre observé, dont la raie du Fe II au centre de l'image. La raie la plus à droite présente un élargissement dans la tache, tandis que pour celle au centre, plus sensible au champ magnétique, on peut directement observer les composantes  $\sigma$  et  $\pi$ . Crédit : NOAO

Cet effet quantique peut en première approche être expliqué à l'aide de la mécanique classique. Considérons le modèle simple d'un électron élastiquement lié au noyau. En présence d'un champ magnétique  $\mathbf{B}$ , l'équation différentielle régissant le mouvement de l'électron dans le référentiel de l'électron en mouvement circulaire uniforme est :

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\omega_0^2\mathbf{r} - \frac{e_0}{m_e} \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B}, \quad (2.4)$$

avec  $\mathbf{r}$  la position de l'électron et  $\omega_0$  la pulsation propre de l'oscillateur pour l'expression de la force centrifuge, et  $e_0$  la charge de l'électron et  $m_e$  sa masse dans l'expression de la force de Lorentz. L'équation 2.4 amène le système suivant pour  $\mathbf{r} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y + z\vec{e}_z$  :

$$\begin{cases} \ddot{x} = -\omega^2 x - 2\omega_L \dot{y} \\ \ddot{y} = -\omega^2 y + 2\omega_L \dot{x} \\ \ddot{z} = -\omega^2 z \end{cases} \quad (2.5)$$

dont la résolution permet de montrer que l'électron précède autour du champ magnétique à la vitesse angulaire  $\omega_L = \frac{e_0 B}{2m_e}$  (= pulsation de Larmor), sans modification de la structure interne de l'atome. L'émission de la lumière émise par l'atome, à la pulsation  $\omega_0$  est alors modulée par cette précession qui induit l'apparition de deux nouvelles pulsations  $\omega_{\pm} = \omega_0 \pm \omega_L$ . Le mouvement de l'électron peut donc se résumer à un mouvement oscillant selon la direction du champ, et à deux mouvements circulaires dans les deux sens du plan orthogonal au champ et de pulsation  $\omega_+$  et  $\omega_-$ . Ainsi, dans la direction du champ, on ne verra plus la raie centrale mais deux raies polarisées circulairement en sens contraire de pulsation  $\omega_0 \pm \omega_L$ . Dans une direction orthogonale au champ, on voit trois raies polarisées rectilignement, la centrale dans la direction du champ et les deux autres dans la direction orthogonale (voir panneau de droite de la Figure 2.9). Sous l'action d'un

champ magnétique la raie spectrale devient donc un triplet dont chacune des composantes est polarisée différemment. Habituellement, on note  $\pi$  la composante de fréquence centrale, et  $\sigma_{r,b}$  les composantes extrêmes.

En pratique, on observe le plus souvent la formation non pas d'un triplet mais d'un multiplet. Par exemple le doublet du sodium sous l'action de  $\mathbf{B}$ , donne naissance à quatre et six composantes. En 1921, Landé a établi que ces anomalies spectroscopiques peuvent s'expliquer en introduisant un facteur  $g$  (facteur de Landé) qui quantifie la sensibilité d'un niveau atomique au champ magnétique. Ce facteur apparaît si l'on adopte un point de vue quantique. La principale différence est l'attribution d'un moment cinétique intrinsèque aux électrons, le spin  $\mathbf{S}$ , qui s'ajoute à leur moment cinétique orbital  $\mathbf{L}$ . L'hamiltonien décrivant le système devient en première approximation :

$$H = H_0 + H_B, \quad (2.6)$$

avec  $H_0$ , l'hamiltonien d'un système non perturbé, et  $H_B$  la perturbation magnétique tel que :

$$H_B = \frac{e_0}{4\pi m_e} (\mathbf{L} + 2\mathbf{S})\mathbf{B} + \frac{e_0^2}{8m_e} (\mathbf{B} \times \mathbf{r})^2 \quad (2.7)$$

Le second terme de  $H_B$  est le terme diamagnétique. Pour évaluer son importance relative, prenons le rayon de la première orbite de Bohr comme valeur typique de  $r$  (52.9 pm). Dans ce cas, le rapport du second terme sur le premier terme est de l'ordre de  $1.06 \times 10^{-10} B$  (G). Hormis pour les étoiles de type naine blanche ou à neutrons, ce terme reste négligeable. Il suffit donc de résoudre l'équation suivante,

$$(H_0 + \frac{e_0}{4\pi m_e} (\mathbf{L} + 2\mathbf{S})\mathbf{B})\Psi = E\Psi, \quad (2.8)$$

où  $E$  représente l'ensemble des valeurs propres du système et  $\Psi$ , les fonctions d'onde associées. On peut montrer que<sup>2</sup> la perturbation créée par le champ magnétique conduit aux niveaux d'énergie suivants :

$$\begin{cases} E_{J,M} = E_{J,0} + \mu_0 g B M (M = -J, -J+1, \dots, J-1, J) \\ g = 1 + \frac{1}{2} \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)} (J \neq 0) \end{cases} \quad (2.9)$$

avec  $\mu_0$  le magnéton de Bohr ( $= \frac{e_0 \hbar}{4\pi m_e} = 9.27 \times 10^{-24} \text{ J.T}^{-1}$ ),  $g$  le facteur de Landé du niveau  $J$ ,  $M = \mathbf{J} \cdot \mathbf{B}$  le nombre quantique magnétique et  $E_{J,0}$  l'énergie du niveau  $J$  en l'absence de perturbation. Si en l'absence d'un champ, le spectre comportait une unique transition à la fréquence  $\nu_0 = \frac{E_{J'} - E_J}{h}$ , le champ donne naissance à de nouvelles transitions de fréquences :

$$\nu_{MM'}^{JJ'} = \nu_0 + \nu_L (g' M' - g M), \quad (2.10)$$

avec  $\nu_L$  la fréquence de Larmor,  $g$  et  $g'$  les facteurs de Landé des niveaux  $J$  et  $J'$ , et  $M$  et  $M'$  les nombres quantiques magnétiques des sous-niveaux d'énergie. Les transitions entre les sous-niveaux se répartissent en trois groupes distincts :  $\Delta M = 0$  pour les transitions  $\pi$  de polarisation rectiligne,  $\Delta M = \pm 1$  pour les transitions  $\sigma_{r,b}$  de polarisation circulaire, elliptique ou rectiligne selon l'orientation de l'observateur par rapport au champ magnétique (voir Figure 2.9). Par exemple, le cas où

2. Démonstrations présentées en détail dans Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004).



$J = 1$  correspond à un triplet Zeeman. Contrairement au cas classique, les composantes  $\pi$  et  $\sigma_{r,b}$

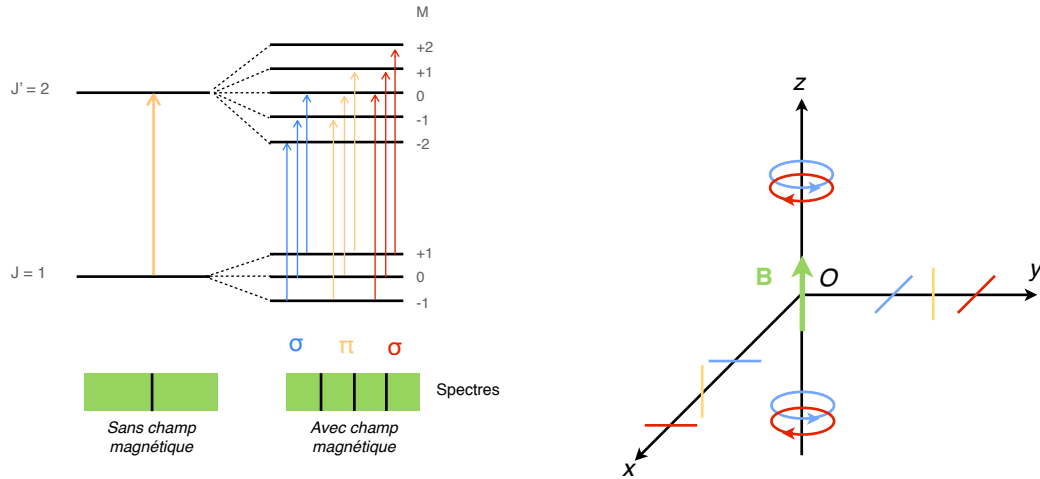


FIGURE 2.9 – Effet Zeeman : schéma de la levée de dégénérescence causée par un champ magnétique. La polarisation des différentes composantes du triplet Zeeman ( $\sigma_{red}$ ,  $\pi$  et  $\sigma_{blue}$ ) varie selon l'orientation du champ magnétique par rapport à la ligne de visée. Le rayonnement est polarisé circulairement dans l'axe du champ magnétique, et linéairement dans le plan orthogonal.

sont composées de groupes de raies.

Finalement, l'effet Zeeman a deux principales actions sur le spectre : une levée de la dégénérescence des niveaux, et un changement de polarisation des raies. Grâce à ces deux effets, le champ magnétique peut être étudié en lumière non polarisée et/ou en lumière polarisée.

### Caractérisation du champ magnétique

L'étude du champ en lumière non polarisée consiste à mesurer les transitions entre les différents sous-niveaux. Dans la pratique, avec le champ modéré des étoiles de faible masse ( $< 5$  kG), et étant donné la largeur intrinsèque de leurs raies ( $\sim 5$  km s $^{-1}$ ), il est difficile de résoudre toutes les différentes transitions individuelles. On observe uniquement trois transitions moyennes, dont l'écart en longueur d'onde  $\Delta\lambda_B$  entre les composantes  $\sigma$  et  $\pi$  permet d'accéder à une mesure du champ magnétique :

$$\Delta\lambda_B = 4.67 \cdot 10^{-12} \lambda_0^2 g_{\text{eff}} B, \quad (2.11)$$

avec  $g_{\text{eff}}$ , le facteur de Landé effectif qui caractérise la sensibilité de la raie à l'effet Zeeman. Plus il sera important, plus les composantes  $\sigma$  seront séparées (voir Figure 2.10). Il varie de 0 à 3, et est proche de l'unité pour les raies optiques usuelles. Cependant, en raison de la largeur intrinsèque des raies spectrales (agitation thermique, convection, ...) et de la rotation de l'étoile qui élargit le profil, la mesure directe de  $\Delta\lambda_B$  n'est possible que dans des cas particuliers de champ intense. Pour  $g_{\text{eff}} = 1$ , et  $B = 500$  G,  $\Delta\lambda_B = 7.1 \cdot 10^{-4}$  nm, elle requiert donc de plus une spectroscopie à haute résolution pour avoir une largeur de profil instrumental aussi faible que possible devant l'effet recherché. Lorsque la mesure directe de  $\Delta\lambda_B$  est impossible, des méthodes élégantes ont été imaginées pour quand même accéder à des informations sur le champ magnétique stellaire. Elles sont basées sur la comparaison

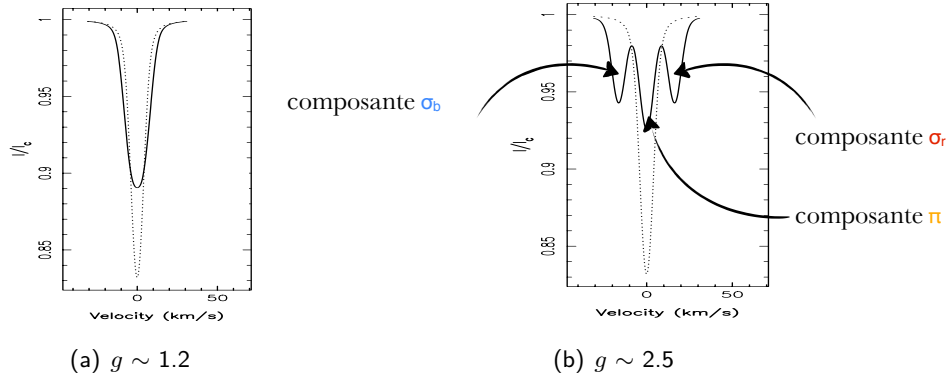


FIGURE 2.10 – Profil d'une raie peu sensible au champ magnétique (par exemple Li I à 670.78 nm) (a), et sensible au champ magnétique (par exemple Fe I à 630.25 nm) (b), en présence d'un champ de 6 kG. Le profil en pointillé représente la raie en l'absence champ magnétique. L'observation se fait dans la direction normale au champ magnétique, les trois composantes  $\{\sigma_r, \pi, \sigma_b\}$  sont visibles.

entre des profils de raies (atomiques ou moléculaires) plus ou moins sensibles au champ magnétique (e.g., Saar, 1988), ou sur la comparaison entre les spectres d'une étoile de référence de champ élevé connu et d'une étoile de champ plus faible à déterminer (e.g., Johns-Krull and Valenti 1996 pour des étoiles de faible masse, et Johns-Krull et al. 1999 pour des étoile jeunes).

Pour accéder au champ magnétique on peut également étudier la CCF et son évolution au cours de la rotation stellaire. Elle moyenne toutes les raies spectrales qui peuvent présenter des facteurs de Landé variés et être affectées ou non par un champ magnétique. Par conséquent les trois composantes ne sont pas distinctes. La CCF est asymétrique, et au cours de la rotation stellaire, elle se déforme engendrant des variations de VR. La Section 2.2.3 présente en détail les effets d'un champ magnétique sur la CCF. La dépendance de l'effet Zeeman en longueur d'onde montre qu'il est plus facile de mesurer le champ magnétique et son impact sur la VR dans la partie rouge du spectre visible et dans l'infrarouge. Enfin les spectres non polarisés (analogues aux CCF) sont peu sensibles à la géométrie du champ magnétique.

L'étude en lumière polarisée exploite les propriétés de polarisation des raies sous l'action de  $\mathbf{B}$ . C'est la spectropolarimétrie qui va nous permettre de mesurer cette polarisation et d'accéder à la géométrie du champ magnétique à grande échelle par exemple. Le principe de mesure est présenté Section 2.4.

### 2.2.3 Intérêt de l'infrarouge

L'infrarouge (IR) représente un intérêt certain pour deux raisons principales : l'effet Zeeman est plus important aux grandes longueurs d'onde, ce qui permet une détection plus facile du champ magnétique, et le jitter d'activité est chromatique, alors que les signaux planétaires sont achromatiques.

### Chromaticité d'un signal de VR

Si un signal de VR planétaire est le même quelle que soit la longueur d'onde, le jitter varie, lui, fortement. En effet le contraste entre les taches et la photosphère environnante décroît lorsque la longueur d'onde augmente. Ainsi si le contraste est fort dans le visible, il sera plus faible dans l'IR. Par exemple, pour une étoile de type solaire, en supposant que la photosphère puisse être modélisée par un corps noir, le contraste sera de 75% dans le visible, mais seulement de 40% dans l'IR. Des études menées par [Reiners et al. \(2010\)](#) ont montré que, indépendamment du  $v \sin i$ , la diminution de l'amplitude du jitter peut atteindre un facteur 10 entre 550 nm et 1200 nm pour  $T_\star - T_{\text{spot}} = 200$  K. Cet effet est d'autant plus important que l'étoile est froide, et enfin, plus la tache sera froide par rapport à la photosphère, et moins cette différence sera importante. L'ensemble des résultats est résumé Figure 2.11, (a). Ainsi une étude chromatique des variations de VR permet de diagnostiquer efficacement l'origine d'un signal de VR.

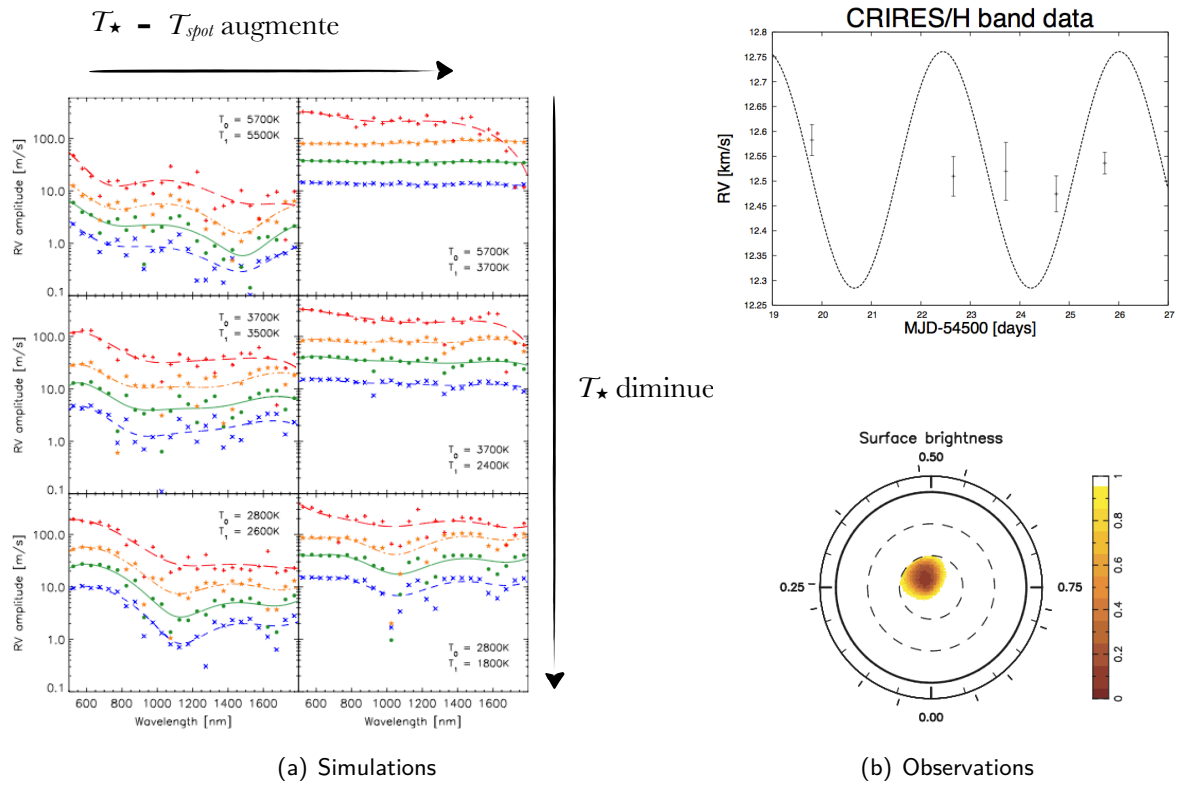


FIGURE 2.11 – (a) D'après [Reiners et al. \(2010\)](#) : Simulation de l'effet d'une tache sombre sur l'amplitude en VR en fonction de la longueur d'onde pour différents couples  $\{T_{\text{spot}} = T_1, T_\star = T_0\}$ , et différents  $v \sin i$  (bleue pour  $2 \text{ km s}^{-1}$ , vert pour  $5 \text{ km s}^{-1}$ , orange pour  $10 \text{ km s}^{-1}$  et rouge pour  $30 \text{ km s}^{-1}$ ). La tache recouvre 0.5% de la surface stellaire totale. (b) *En haut* : observation de la diminution du jitter d'activité dans l'IR de la T Tauri TW Hya ([Huélamo et al., 2008](#)). Les points noirs représentent les mesure faites avec CRRES avec leurs barres d'erreur. La courbe en pointillés correspond à la VR induite par le Jupiter chaud annoncé par [Setiawan et al. \(2008\)](#). *En bas* : Reconstruction par imagerie de la tache sombre de TW Hya à l'origine des variations de VR (extrait de [Donati et al. 2011](#)).

Cette propriété a été mise en évidence pour l'étoile TW Hydrae. En janvier 2008, [Setiawan et al. \(2008\)](#) annonçaient la découverte d'un Jupiter chaud de  $9.8 M_{\text{Jup}}$ , orbitant en 3.56 jours à 0.04 UA

de son étoile hôte. En juillet de la même année, Huélamo et al. (2008) infirmaient cette découverte, attribuant les modulations de VR observées à une tache photosphérique. En effet des observations de TW Hydrae avec CRIRES<sup>3</sup> en bande H (entre environ 1.5 et 1.8  $\mu\text{m}$ ) n'indiquaient aucune variation de VR notable (voir Figure. 2.11, (b)). Cette tache a pu être par la suite cartographiée par imagerie (Donati et al., 2011).

J'ai mené des simulations pour comparer l'effet du jitter en VR provoqué par une tache à celui provoqué par un champ magnétique local induisant une déformation Zeeman. Les résultats des simulations sont présentés dans les deux parties suivantes, et sont extraits de l'article Hébrard et al. (2014) inclus Annexe C.

### Effet d'un champ à petite échelle sur la VR

Pour comprendre l'effet du champ magnétique seul, je remplace la tache sombre par une tache purement magnétique dans les simulations présentées Section 2.1.1. La tache fait 1% de la surface totale et abrite un champ radial de 1.8 kG. Cela conduit, d'après l'équation 2.11 à un écart en longueur d'onde entre les deux composantes extrêmes du triplet de  $\Delta\lambda_B = 3.05 \times 10^{-3}$  nm, soit  $\Delta v_B = 1.7 \text{ km s}^{-1}$  à 550 nm, et  $\Delta\lambda_B = 48.8 \times 10^{-3}$  nm, soit  $\Delta v_B = 6.6 \text{ km s}^{-1}$  à 2.2  $\mu\text{m}$ . Dans ces conditions, la symétrie de la raie est modifiée de manière différente par rapport au cas d'une tache sombre : les ailes sont beaucoup plus affectées et elles le sont d'autant plus que le champ magnétique est intense comme présenté Figure 2.12.

Ces distorsions de profils conduisent toujours à des modulations de  $V_r$  et  $V_s$  au cours de la rotation stellaire, et les principales différences avec le cas précédent s'observent pour  $V_b$  et  $V_t$ <sup>4</sup> :

- pour  $v \sin i > 5 \text{ km s}^{-1}$ ,  $V_b$  et  $V_t$  sont décalées vers des directions opposées dans la plupart des phases d'observations : si  $V_b < 0 \text{ km s}^{-1}$ , alors  $V_t > 0 \text{ km s}^{-1}$ , et vice versa, (voir Figure 2.13, (b)). Dans ce cas, contrairement au cas d'une tache sombre, il y a anti-corrélation entre  $V_b$  et  $V_t$ .
- Si  $v \sin i < 5 \text{ km s}^{-1}$ , les ailes lointaines, *i.e.*, entre 90 et 100 % de la profondeur du profil, sont plus impactées que dans le cas d'une tache sombre. Or cette zone n'est pas prise en compte dans le calcul de  $V_s$ , et l'information est donc perdue (voir Figure 2.13, (c)), si l'on n'utilise que la pente du bissecteur comme estimateur du jitter d'activité. L'évolution de  $V_b$  en fonction de  $V_t$  est semblable au cas d'une tache sombre.

Le velocity span  $V_s$  n'apporte de l'information sur la tache magnétique que si  $\frac{v \sin i}{\Delta v_B} > 1$ . De plus, plus le champ magnétique sera intense dans la tache, ou plus une tache sera grosse, plus il faudra une étoile à fort  $v \sin i$  pour résoudre le triplet Zeeman et observer l'anti-corrélation caractéristique d'un champ magnétique entre  $V_b$  et  $V_t$ . (voir Figure 2.14).

Pour garder l'information qui se trouve dans les ailes de la CCF, il est alors utile de représenter l'ensemble des résidus RI de la CCF. Les résidus se calculent comme indiqué à la Section 1.4.2, *i.e.*, en soustrayant à chaque CCF, la CCF moyenne. Cette CCF moyenne est presque équivalente, si la couverture en phase est suffisante, au profil d'une étoile non tachée. On obtient alors les spectres

3. CRYogenic high-resolution InfraRed Echelle Spectrograph monté au VLT

4.  $V_b$  étant la vitesse moyenne de la partie basse du bissecteur, et  $V_t$  la vitesse moyenne de la partie haute, voir Hébrard et al. (2014), page 3

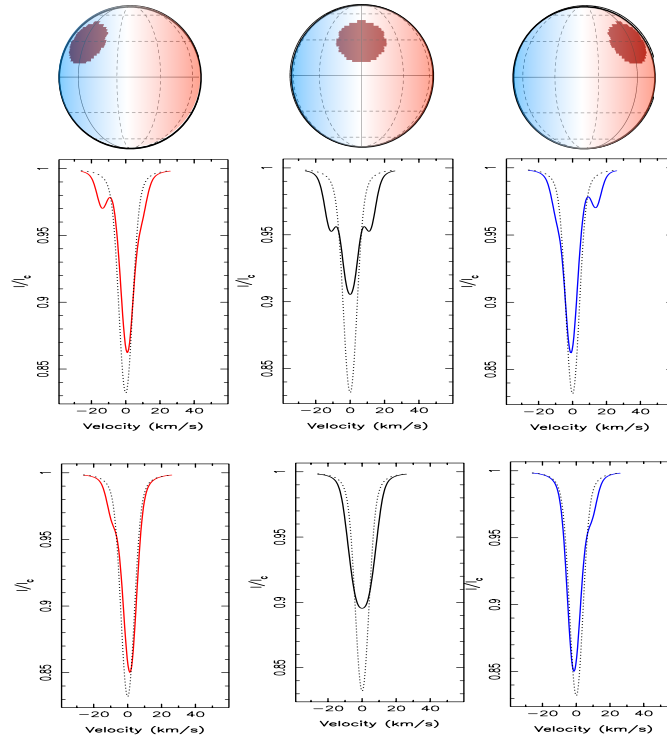


FIGURE 2.12 – Evolution de la CCF (trait plein) d'une étoile ( $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ ) avec une zone magnétique ( $i = 90^\circ$  et latitude de  $30^\circ$ ) possédant un champ radial de 3 kG pour une étude à  $2.2 \mu\text{m}$  (spectres de la rangée du haut) et 3 kG pour une étude à  $0.5 \mu\text{m}$  (spectre de la rangée du bas). La CCF en pointillés correspond au profil moyen.

représentés Figure 2.15. Dans le cas d'une région purement magnétique, la symétrie des résidus est de type  $- + -$ , que la tache soit en amont ou en aval du méridien central, seule l'amplitude varie et devient maximale lors du passage de la tache magnétique au méridien central. Pour illustrer le plus visuellement possible l'évolution temporelle des spectres RI, on utilise la représentation en spectre dynamique. La Figure 2.16 permet de comparer les différentes signatures : (a) d'une tache sombre, (b) d'une région magnétique et (c) d'une région magnétique 40% plus sombre que la photosphère environnante. On définit à ce stade le paramètre  $b$  quantifiant la brillance relative de la tache par rapport à la photosphère. Si  $b = 1$ , la tache est à une température photosphérique, si  $b = 0$ , la tache n'émet aucun photon, pour un contraste de 40%,  $b = 0.6$ . Une tache sombre (Figure 2.16, (a)) sur une étoile de  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$  a un impact spatial restreint sur la CCF : les distortions du profil sont essentiellement contenues entre  $\pm v \sin i$ , avec une anti-symétrie par rapport au passage sur la ligne de visée ( $+ - / - +$ ). Pour une région magnétique (Figure 2.16, (b)), l'impact est plus étendu, et la forme caractéristique diffère avec trois bandes parallèles (symétrie  $- + -$ ). Cette forme signature se retrouve dans le cas d'une tache sombre ( $b = 0.6$ ) et magnétique ( $B = 1 \text{ kG}$ ) (Figure 2.16 (c)), mais avec une intensité atténuée par la brillance réduite de la tache. Cependant, ce contraste représente un cas extrême pour une étoile de type solaire pour laquelle généralement le contraste dans l'IR sera proche de 30% ( $b = 0.7$ ), et pour une naine M, il sera plutôt de l'ordre de 20% ( $b = 0.8$ ).

Enfin, nous pouvons noter une dernière différence caractéristique entre une tache sombre et une tache magnétique : la dépendance en longueur d'onde de l'amplitude des variations de  $V_r$  et  $V_s$ . Pour

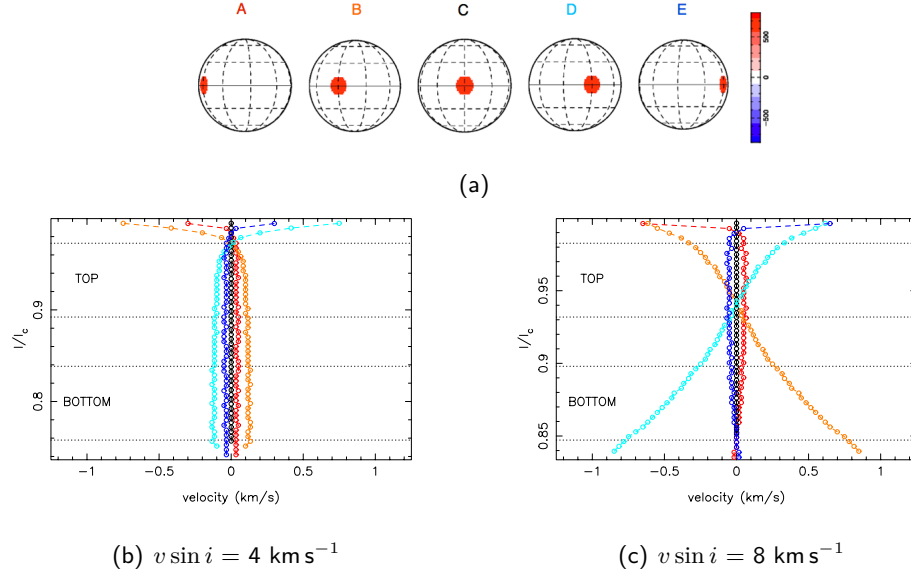


FIGURE 2.13 – (a) Configuration de l'étoile à 5 phases d'observation différentes, avec une zone magnétique de 1.8 kG couvrant 1% de la surface totale de l'étoile. (b) et (c) Bisecteur de la CCF aux 5 phases d'observations représentées en (a) pour des  $v \sin i$  de 4 et  $8 \text{ km s}^{-1}$  respectivement.

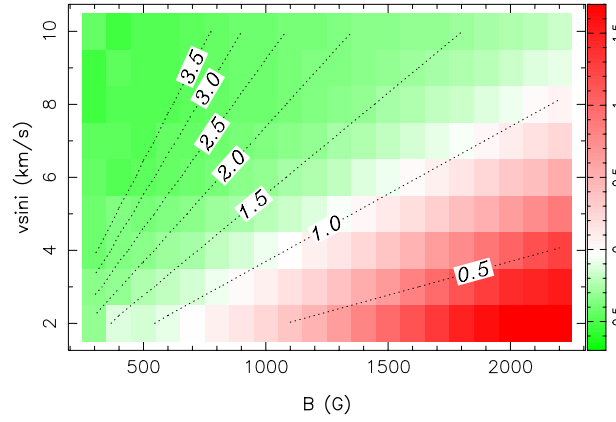


FIGURE 2.14 – Effet de  $v \sin i$  et du champ magnétique  $B$  (sur une région de 1% de la surface totale de l'étoile) sur la pente moyenne de  $V_t$  en fonction de  $V_b$ . Le rouge correspond à une corrélation et le vert correspond à une anticorrelation, entre  $V_t$  et  $V_b$ . Les lignes en pointillées correspondent à  $\frac{v \sin i}{\Delta V_B}$  constant.

une tache sombre, les amplitudes de  $V_r$  et  $V_s$  diminuent lorsque la longueur d'onde  $\lambda$  augmente, alors qu'elles atteignent un maximum pour une tache magnétique. Ce maximum est dû à la dépendance en longueur d'onde de l'effet Zeeman : plus  $\lambda$  augmente, plus  $\Delta \lambda_B$  est important pour un  $v \sin i$  donné, et plus les ailes lointaines (non prises en compte dans le calcul de  $V_s$ ) seront affectées (Hébrard et al., 2014). Un suivi dans le visible et dans l'IR pourrait donc permettre de déterminer l'origine principale du signal en VR observé (tache en brillance et/ou magnétique).

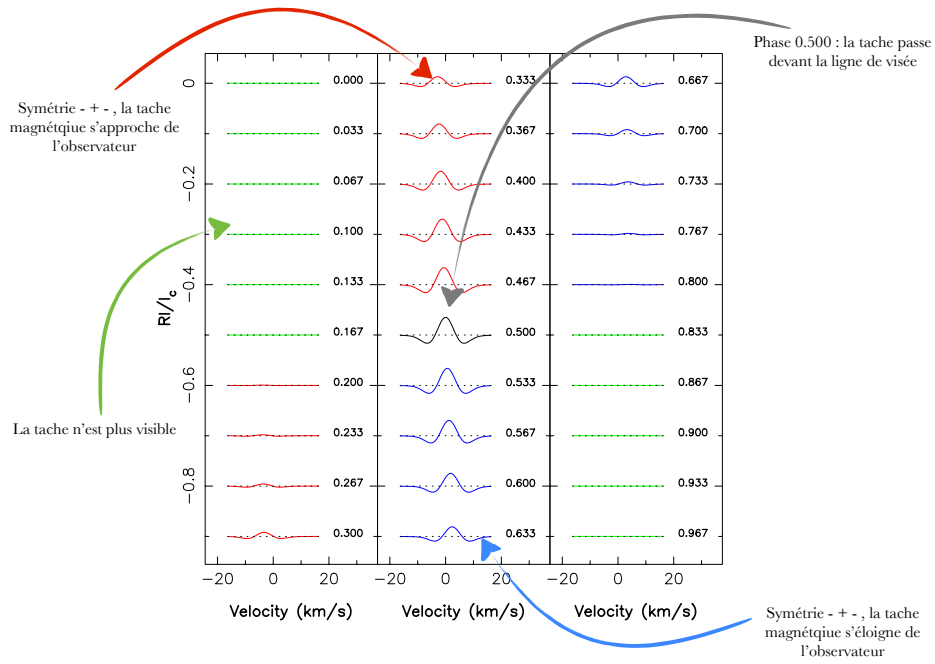


FIGURE 2.15 – Effet d'une région magnétique couvrant 1% de la surface stellaire totale sur la CCF. La tache se situe à l'équateur, sur une étoile de  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$  avec une inclinaison de  $i = 90^\circ$ . Évolution temporelle des profils résiduels RI. Pour chaque phase d'observation indiquée à droite de chacun des spectres,  $RI = CCF - CCF \text{ moyenne}$ .

### Effet d'un champ à grande échelle sur la VR

Dans cette dernière section, on regarde quel est l'effet d'un dipôle magnétique à grande échelle, similaire à ceux observés dans les naines M entièrement convectives (Morin et al., 2008b). On considère ainsi un dipôle de 600 G, d'axe tilté de  $60^\circ$  par rapport aux pôles, sur une étoile de  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$  et  $i = 60^\circ$  (voir Figure 2.17). Dans l'IR ( $2.2 \mu\text{m}$ ), le dipôle induit une variation de vitesse radiale d'environ  $100 \text{ m s}^{-1}$  de semi-amplitude. Dans le cas d'un champ magnétique à grande échelle, c'est toute la surface stellaire qui est affectée par un champ magnétique. Il en résulte que  $V_b$  et  $V_t$  sont toujours anti-corrélées, et ce quels que soit  $v \sin i$ ,  $B$  et la longueur d'onde d'étude. Dans le domaine du visible, les variations de  $V_b$  et  $V_t$  sont de 5 à 10 fois plus faibles, et peuvent, selon l'intensité du dipôle, être inférieures à celles induites par une unique tache d'1% et de contraste supérieur à 50%.

Pour résumer, le champ magnétique existe à toutes les échelles dans une étoile, et a un impact sur la VR dans l'IR. C'est par le biais de l'effet Zeeman que son étude est possible. En lumière non polarisée, pour caractériser  $B$  à l'aide de la CCF, il est cependant nécessaire de se placer dans l'infrarouge (notamment dans les bandes J & K) où la séparation entre les différentes composantes Zeeman est plus importante. Les distorsions du profil sont globales, des ailes lointaines (à cause de composantes  $\sigma_{r,b}$ ) au cœur de la raie, en conséquence il peut s'avérer plus judicieux d'utiliser les résidus, et les spectres dynamiques pour suivre et caractériser l'évolution de la distorsion au cours de la rotation stellaire. Ces outils permettent de ne pas perdre l'information contenue dans les ailes de la CCF, contrairement au bissecteur, au moins dans le cas de taches relativement peu contrastées avec la photosphère calme. Berdyugina (2005) a synthétisé les différents contrastes de

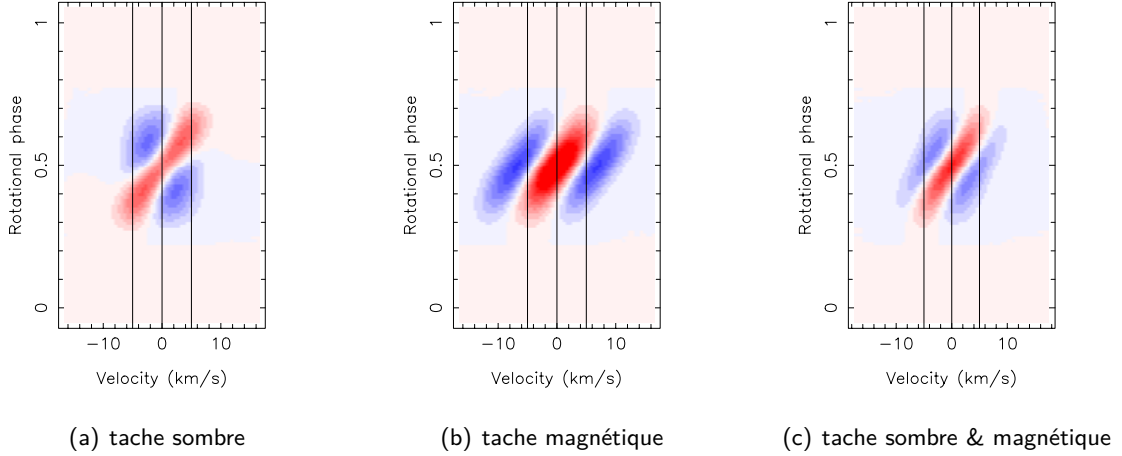


FIGURE 2.16 – Spectre dynamique des résidus dans le cas d’une tache sombre de brillance relative  $b = 0$  ((a)), d’une région magnétique de champ radial  $B$  ( $b = 1$  et  $B = 1.8$  kG (b)) et d’une tache sombre magnétique ( $b=0.6$  et  $B = 1$  kG (c)). Chaque ligne horizontale correspond à un spectre dont les valeurs sont codées en couleurs : bleu pour les valeurs négatives (minimum -10%), rouge pour les positives (maximum +10%). Les lignes verticales indiquent, de gauche à droite,  $-v \sin i$ , 0 et  $+v \sin i$ .

température observés pour différentes températures effectives de la photosphère (Figure 2.18). Cette figure montre que le contraste entre la photosphère calme et les taches a tendance à être plus grand pour des photosphères de même température que celle du Soleil, que pour des photosphères plus froides comme celles des naines M. Dès lors l’observation du champ magnétique dans une tache sera plus aisée pour les étoiles de faible masse et son impact sur la VR devra être pris en compte dans l’étude des VRs.

## 2.3 Article n° 1 : *Detecting planets around active stars : impact of magnetic fields on radial velocities and line bisectors*

Ce premier article a été publié dans MNRAS<sup>5</sup>, en juin 2014. La partie 2. est une présentation du modèle utilisé pour les simulations (plus de détails Section 3.2). L’étude d’une tache sombre est faite en partie 3., elle permet de valider le modèle en comparant les résultats obtenus aux études existantes. La partie 4. présente l’étude détaillée de l’impact du champ magnétique (petite et grande échelle) sur la VR et le bissecteur. L’utilisation des spectres dynamiques des résidus comme outil de caractérisation de l’origine des distorsions spectrales y est introduite. Les principales conclusions de l’article ont été résumées dans les Sections 2.1.1 & 2.2.

L’objectif principal de l’article était de comprendre les effets du champ magnétique sur les mesures de VR. L’impact du champ n’est significatif que dans l’IR. Les champs intenses ( $\sim$  kG) des petites échelles, et les champs globaux peuvent être décelables à travers l’analyse de la symétrie de la CCF et

5. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society



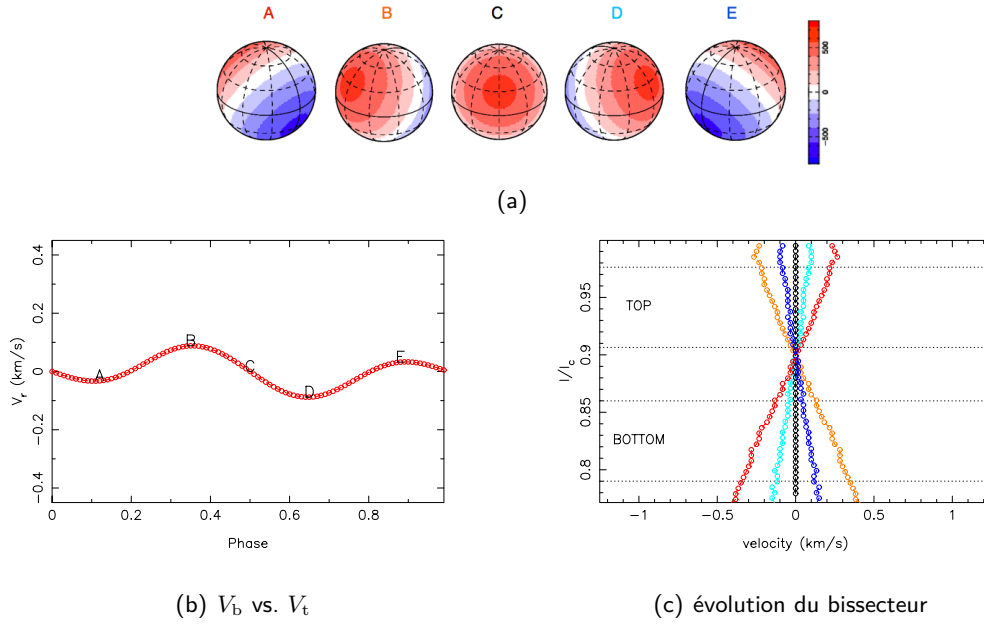


FIGURE 2.17 – (a) Configuration de l'étoile ( $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ ) à 5 phases d'observation différentes, avec un dipôle magnétique de 600 G tilté de  $60^\circ$  par rapport aux pôles. (b) VR induite par un dipôle magnétique pour un suivi dans l'IR dans la bande K. (c) Bissecteur de la CCF aux 5 phases d'observations représentées en (a).

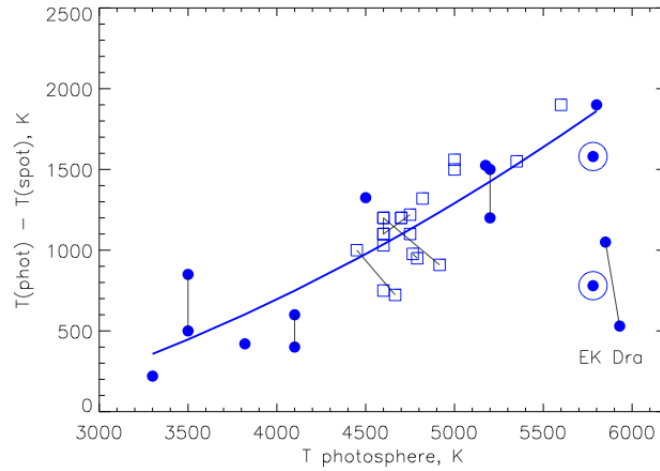


FIGURE 2.18 – Contraste entre la tache et la photosphère calme en fonction de la température photosphérique (les carrés représentent les étoiles géantes). Le Soleil ( $T_\star - T_{\text{spot}} = 1700 \text{ K}$  dans la zone d'ombre, et  $T_\star - T_{\text{spot}} = 750 \text{ K}$  dans la pénombre) est représenté par  $\odot$ .

de VR. Jusqu'à présent peu d'études y ont été consacrées (Reiners et al., 2010, 2013; Hébrard et al., 2014) car dans le visible cet effet est négligeable. Cependant, avec l'arrivée de nouveaux instruments opérant dans l'IR, le velocimètre haute précision CARMENES<sup>6</sup> pour 2016 à Calar Alto en Espagne et le spectropolarimètre et velocimètre de haute précision SPIRou pour 2017 au CFHT à Hawaï, elles

6. Calar Alto high-Resolution search for M dwarfs with Exoearths with Near-infrared and optical Échelle Spectrographs

deviennent importantes pour mieux caractériser l'impact du champ magnétique sur les courbes de VR et ainsi diagnostiquer plus efficacement les effets observés.

*In fine*, le but est de pouvoir nettoyer les courbes de VR du jitter d'activité. Plusieurs techniques existent aujourd'hui. Elles sont présentées en première partie de la Section 2.4. La suite de la section est consacrée à la présentation d'une nouvelle technique basée sur la propriété la plus caractéristique de l'effet Zeeman : la génération de polarisation dans les profils des raies spectrales. C'est la spectropolarimétrie qui va nous permettre d'y accéder et, par exemple, de reconstruire la topologie du champ magnétique à grande échelle grâce à des techniques de tomographie. Dans certains cas, ces techniques pourront nous permettre de caractériser directement le jitter d'activité.

## 2.4 Filtrage du jitter d'activité

Après avoir diagnostiqué la présence d'activité stellaire dans les données de VR à l'aide de l'étude du bissecteur (dans le visible et/ou l'IR) et des indices d'activité, il est nécessaire de filtrer ce signal parasite pour améliorer la sensibilité de la méthode des VRs aux planètes de faible masse.

La relation entre VR et  $R'_{HK}$  peut être utilisée pour corriger de l'activité de longue période dérivant du cycle magnétique de l'étoile dans la recherche de petites planètes ayant une période orbitale de quelques années. Pour cela les données de vitesses radiales sont ajustées par deux képlériennes, une pour une éventuelle planète, une pour le cycle magnétique. La période et la phase de cette dernière sont identiques à celles de la képlérienne utilisée pour ajuster les variations de  $R'_{HK}$ . Cette méthode a été utilisée pour filtrer l'activité longue période de  $\alpha$  Cen B et permettre la détection de  $\alpha$  Cen Bb (Dumusque et al., 2014).

Cependant, pour être le plus efficace possible il est important de cumuler différentes méthodes de suivi, comme la photométrie pour accéder à la luminosité intégrée de l'étoile, et, comme une grande partie de l'activité est due au champ magnétique, la spectropolarimétrie qui donne accès à sa géométrie.

### 2.4.1 Apport de la photométrie

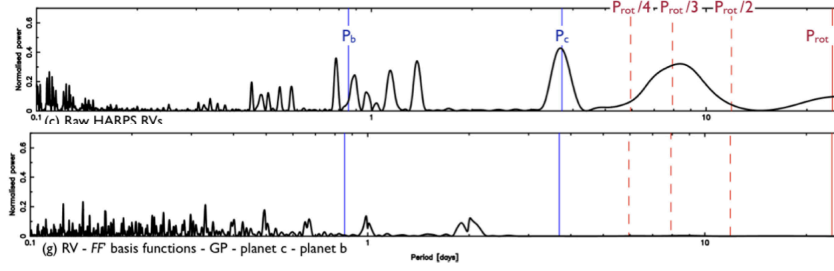
Si aucune planète ne transite devant l'étoile, les variations du flux stellaire sont dues aux taches (sombres et brillantes) sur la surface stellaire. Aigrain et al. (2012) ont établi un lien entre la courbe de flux photométrique  $F$  et la courbe de VR associée (méthode  $FF'$ ) : les variations de la VR dues à la différence de contraste entre une tache et la photosphère (notées  $RV_{\text{rot}}$ ) sont fonctions de  $F$  et sa dérivée  $F'$ , alors que les variations de VR dues à la suppression du CB dans les taches (notées  $RV_{\text{conv}}$ ) (voir Section 1.4.2) sont une fonction de  $F^2$ . Haywood et al. (2014) ont amélioré la méthode en ajoutant un troisième terme pour modéliser d'autres formes d'activité non prise en compte par la méthode  $FF'$ , et agissant sur la VR. Ce terme prend la forme d'un processus gaussien afin de modéliser la VR, non pas à partir de paramètres *a priori*, mais à partir de la fonction de covariance des données de VR qui sont nettoyées de  $RV_{\text{rot}}$  et  $RV_{\text{conv}}$ . Cette méthode a permis de préciser la mesure de CoRoT-7b et de montrer que la présence d'une troisième planète en orbite autour de CoRoT-7 n'est pas nécessaire pour expliquer les variations de VR observées (voir Figure 2.19).

### 2.4.2 Apport de la spectropolarimétrie et de l'imagerie

L'utilisation de la spectropolarimétrie part d'un constat simple : l'activité est d'origine magnétique, et des connexions existent entre les différents phénomènes d'activité, comme par exemple entre le cycle magnétique et la localisation spatiale des taches à la surface du Soleil. On peut donc se demander si l'étude systématique de  $B$  et VR peut permettre d'améliorer la modélisation du jitter d'activité.

#### La spectropolarimétrie

La spectropolarimétrie est la mesure de la polarisation circulaire et linéaire à travers le spectre stellaire.



(b) Périodogramme des données filtrées

FIGURE 2.19 – (a) Périodogramme des données HARPS de CoRoT-7. (b) Périodogramme des données auxquelles ont été enlevées  $RV_{\text{rot}}$ ,  $RV_{\text{conv}}$ , une VR additionnelle conditionnée par un processus gaussien et les 2 planètes, b et c. L'ensemble des signaux issus de l'activité stellaire a pu être filtré. Lorsque les composantes des deux planètes déjà connues sont enlevées de la courbe de VR, plus aucun signal significatif ne reste : il n'existe vraisemblablement aucune troisième planète en orbite autour de CoRoT-7. Figure extraite de Haywood et al. (2014).

Toute onde lumineuse se propageant dans le vide dans la direction  $\vec{e}_z$  se caractérise par un champ électrique oscillant  $\vec{E}$  dans le plan  $Oxy$ , orthogonal à la direction de propagation (voir partie de droite de la Figure 2.20). Dans la base  $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ , le champ  $\vec{E}$  s'écrit :

$$\vec{E} = \begin{cases} E_x = E_{0x}e^{-i\omega t + i\phi_x} \\ E_y = E_{0y}e^{-i\omega t + i\phi_y} \\ 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

avec  $E_{0x}$  et  $E_{0y}$ , les amplitudes maximales de l'onde,  $\omega$  sa pulsation, et  $\phi_x$  et  $\phi_y$ , les phases. C'est le déphasage  $\phi = \phi_y - \phi_x$  qui est à l'origine de la polarisation de l'onde. Si  $\phi = 0$  ou  $\pi$ , la polarisation est rectiligne, si  $\phi = \pm \pi/2$  ou  $\pm 2\pi/3$  elle est circulaire, sinon elle est elliptique. Les détecteurs optiques n'ont pas accès directement au champ électrique et à ses propriétés vibratoires, mais seulement à son intensité, moyennée sur le temps de détection caractéristique du détecteur. Pour caractériser la polarisation d'une onde dans le cas général, on peut introduire la matrice de cohérence de l'onde introduite sur le panneau gauche de la Figure 2.20 faisant intervenir la moyenne temporelle du champ et de son conjugué. Lorsque l'onde n'est pas polarisée (comme la lumière naturelle), il n'y a pas de corrélation entre les composantes du champ, et la matrice est diagonale ( $\langle E_x E_y^* \rangle = \langle E_y E_x^* \rangle = 0$ ).

Pour décrire mathématiquement la lumière, on utilise les paramètres de Stokes. Ils sont définis par rapport à cette matrice de cohérence (avec  $\phi = \phi_y - \phi_x$ ) tels que :

$$\begin{cases} I = \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle = \langle E_{0x}^2 \rangle + \langle E_{0y}^2 \rangle \\ Q = \langle E_x E_x^* \rangle - \langle E_y E_y^* \rangle = \langle E_{0x}^2 \rangle - \langle E_{0y}^2 \rangle \\ U = \langle E_x E_y^* \rangle + \langle E_y E_x^* \rangle = \langle 2E_{0x}E_{0y}\cos\phi \rangle \\ V = i(\langle E_x E_y^* \rangle - \langle E_y E_x^* \rangle) = \langle 2E_{0x}E_{0y}\sin\phi \rangle \end{cases} \quad (2.13)$$

$I$  représente alors l'intensité totale de l'onde,  $Q$  représente la différence entre l'intensité transmise par un polariseur linéaire orienté selon  $\vec{e}_x$  et celle transmise par un polariseur linéaire d'axe  $\vec{e}_y$ ,  $U$  est la différence entre l'intensité transmise par un polariseur orienté à  $45^\circ$  de  $\vec{e}_x$  et celle transmise par un polariseur linéaire à  $135^\circ$  de  $\vec{e}_x$  et  $V$  est la différence d'intensités transmises par un polariseur circulaire

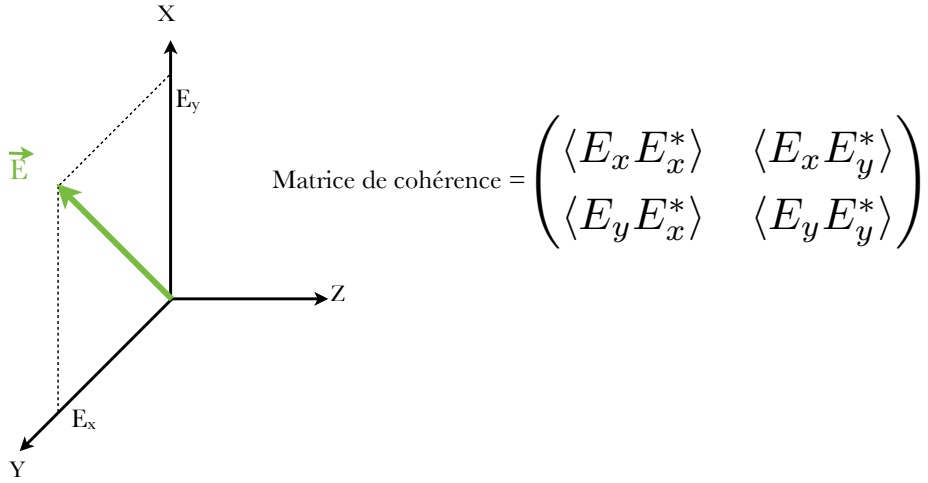


FIGURE 2.20 – Définition de la matrice de cohérence

gauche et droit (Figure 2.21). Lorsque l'onde est entièrement polarisée on a  $I = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ .  $I$  et  $V$  sont également indépendants du choix du repère et sont des quantités intrinsèques de l'onde.

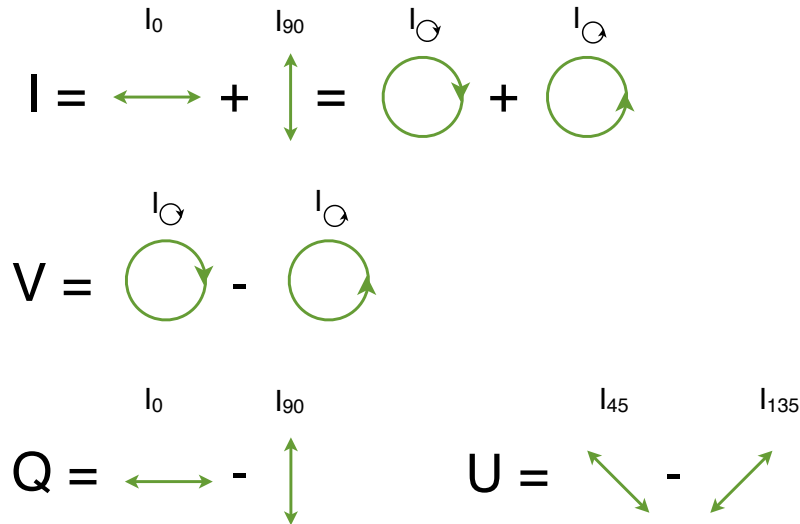


FIGURE 2.21 – Définition des paramètres de Stokes

À partir des paramètres de Stokes  $I$  et  $V$ , on peut définir le champ magnétique longitudinal,  $B_l$ , i.e., la composante du champ projetée sur la ligne de visée et intégrée sur l'hémisphère visible de l'étoile.  $B_l$  s'exprime comme suit (Donati et al., 1997) :

$$B_l = \frac{-2.14 \times 10^{11}}{\lambda_0 g_{eff} c} \frac{\int v V(v) dv}{\int [I_c - I(v)] dv}, \quad (2.14)$$

avec  $I$  et  $V$  sont les paramètres de Stokes,  $I_c$  est le niveau du continu dans  $I$ ,  $v$  est la vitesse radiale dans le référentiel de l'étoile,  $c$  est la célérité de la lumière exprimée dans la même unité que  $v$ , et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde centrale en nm.  $B_l$  est donc le premier moment de  $V$ . Ce moment de bas degré est une première signature du champ magnétique mais traduit mal les éventuelles complexités de la géométrie du champ : à un champ complexe et intense peut correspondre un champ longitudinal

faible, voire nul, mais un profil  $V$  non nul.

La difficulté des mesures spectropolarimétriques provient de la faible amplitude des signaux recherchés (de l'ordre de 1% du continu non polarisé pour les signaux en polarisation circulaire des étoiles les plus magnétiques, en général de l'ordre de 0.1% ).

### **L'imagerie**

L'imagerie tomographique va permettre de cartographier toutes les quantités physiques qui affectent la formation des raies spectrales et qui présentent des hétérogénéités de répartition à la surface d'une étoile telles que le champ et les taches. Grâce à la spectropolarimétrie, on collecte des spectres qui contiennent une information sur le vecteur champ magnétique (et pas uniquement sur son module). Ainsi, en collectant une série de spectres  $V$  qui échantillonnent densément le cycle de rotation de l'étoile, il est possible de contraindre sa topologie magnétique à grande échelle. De même, grâce aux spectres  $I$ , analogues de la CCF, il est possible de reconstruire la topologie des taches en brillance. Cela peut être réalisé de manière automatique et sans hypothèse a priori sur la distribution des taches que l'on souhaite reconstruire, grâce à la méthode d'imagerie Zeeman–Doppler (voir Chapitre 3).

Ainsi en associant la spectropolarimétrie à une technique d'imagerie, il est possible de reconstruire la topologie magnétique et la distribution des taches qui ont engendré les profils de Stokes observés. Le prochain chapitre va permettre de répondre aux questions suivantes : sous quelles hypothèses cette reconstruction peut se faire ? Dans quelle mesure peut on reconstruire le jitter d'activité ? Existe-t'il un lien entre topologie grande échelle du champ magnétique et celle des taches ?




## CHAPITRE 3

# APPLICATION DE L'IMAGERIE ZEEMAN-DOPPLER AU FILTRAGE DE L'ACTIVITÉ

### Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Acquérir des spectres polarisés . . . . .</b>	<b>56</b>
3.1.1	Instruments . . . . .	56
3.1.2	Techniques d'extraction et de déconvolution . . . . .	57
<b>3.2</b>	<b>Construire un ensemble de spectres à partir d'une image . . . . .</b>	<b>60</b>
3.2.1	Description générale d'un spectre . . . . .	60
3.2.2	Description du champ magnétique . . . . .	61
3.2.3	Description d'une tache stellaire . . . . .	62
<b>3.3</b>	<b>Reconstruire une image à partir d'un ensemble de spectres . . . . .</b>	<b>65</b>
3.3.1	Principes généraux . . . . .	65
3.3.2	Critère d'entropie . . . . .	65
3.3.3	Performances de la méthode . . . . .	67

 Tablir les performances de l'imagerie dans la reconstruction de jitter d'activité pour des étoiles de différents  $v \sin i$  est l'objectif de ce chapitre. Pour comprendre cette technique, nous allons présenter les trois étapes principales à suivre pour mener à bien l'analyse. La première étape est l'acquisition des données. Ainsi dans la première partie nous présenterons les spécifications des instruments utilisés pour un suivi en spectropolarimétrie, ainsi que les techniques d'extraction et de déconvolution des paramètres de Stokes. La deuxième étape consiste à calculer des spectres synthétiques à partir d'une image de la surface d'une étoile. C'est l'objet de la Section 3.2. Le but est d'accomplir le chemin inverse. Nous présenterons dans la Section 3.3 la méthode permettant de reconstruire l'image à l'origine d'une série temporelle de spectres couvrant plusieurs périodes de rotation d'une étoile.



### 3.1 Acquérir des spectres polarisés

#### 3.1.1 Instruments

Au cours de ma thèse, j'ai utilisé des données provenant de trois spectropolarimètres : NARVAL, ESPaDOnS et HARPSPol. Les spectropolarimètres ESPaDOnS et NARVAL sont des instruments jumeaux montés respectivement aux foyers Cassegrain du CFHT (Canada France Hawaii Telescope situé au sommet du Maunakea à Hawaii, USA) et du TBL (Télescope Bernard Lyot, situé au sommet du Pic du Midi de Bigorre dans les Pyrénées). HARPSPol est monté au foyer Cassegrain du télescope de 3.6m, situé à l'Observatoire de La Silla au Chili. La Table 3.1 résume les caractéristiques essentielles de ces instruments.

Instrument	Télescope (diamètre)	Domaine spectral nm	Résolution	Efficacité totale @ 550nm
NARVAL	TBL (2m)	350 - 1050	68 000	10 à 15%
ESPaDOnS	CFHT (3.6m)	350 - 1050	68 000	10 à 15%
HARPSPol	LaSilla (3.6m)	368 - 691	100 000	2 à 3%

TABLE 3.1 – Caractéristiques principales de NARVAL, ESPaDOnS et HARPSPol

Pour estimer l'efficacité des instruments, nous avons utilisé les observations communes entre NARVAL et HARPSPol faites au cours de ma thèse sur un échantillon de naines M. Quatre étoiles ont pu en effet être observées depuis les deux hémisphères : GJ 410, GJ 205, GJ 846 et GJ 176. On remarque qu'en moyenne le rapport des flux observés avec NARVAL et HARPSPol est de 1.6 à 550 nm en faveur de NARVAL, une fois prise en compte la différence de taille des pixels (voir Table 3.2). Or NARVAL étant monté sur un télescope de 2 mètres et HARPSPol sur un télescope

	GJ 410		GJ 846		GJ 176	
	NARVAL	HARPSPol	NARVAL	HARPSPol	NARVAL	HARPSPol
$\frac{S}{N}$ per CCD pixel	213	87	223	102	178	85
$\frac{S}{N}$ LSD	6320	2400	6820	2850	5350	2360

TABLE 3.2 – Signal à bruit ( $\frac{S}{N}$ ) maximal mesuré pour les 3 étoiles observées plus de 10 fois avec NARVAL & HARPSPol. La première ligne donne le S/N par pixel du CCD ( $2.6 \text{ km s}^{-1}$  pour NARVAL,  $0.85 \text{ km s}^{-1}$  pour HARPSPol), la deuxième donne le S/N LSD.

de 3.6 mètres, le rapport des flux collectés au niveau du télescope est d'environ 0.3. L'efficacité de NARVAL est donc, *in fine*, environ 5 fois supérieure à celle d'HARPSPol à 550 nm. Si l'on prend maintenant en compte l'information en provenance de l'ensemble du domaine spectral collecté grâce à la déconvolution moindres carrées (voir Section 3.1.2), l'efficacité de NARVAL devient 8 fois plus grande que celle de HARPSPol. L'utilisation d'un domaine spectral étendu vers le proche infrarouge permet de collecter 60% d'information supplémentaire. L'utilisation de NARVAL permet donc de diminuer les erreurs sur les paramètres du champ magnétique déduit des mesures polarisées.

En revanche, NARVAL et ESPaDOnS n'ont pas été conçus pour de mesures de VR précises, si bien que leur précision VR est limitée à environ  $20 \text{ m s}^{-1}$ . Celle de HARPSPol est quant à elle de l'ordre du  $\text{m s}^{-1}$ . C'est donc uniquement les données issues de HARPSPol qui seront utilisées en VR.

Le point commun à ces trois instruments est qu'ils permettent de mesurer les différents paramètres de Stokes. Cette mesure se fait par des rotations de lames à retard de phase entre chaque sous-pose d'une même séquence, ce qui permet de transformer la polarisation de l'onde incidente (module (A), sur le schéma de principe présenté Figure 3.1). Ces lames sont suivies d'un module séparateur de faisceaux (module (S), sur le schéma de principe présenté Figure 3.1). Le séparateur permet de séparer physiquement le faisceau en deux vibrations de polarisations orthogonales. La technique la plus employée est basée sur l'utilisation d'un prisme polarisant, taillé dans un matériau biréfringent qui a un indice de réfraction différent pour de la lumière polarisée parallèlement et perpendiculairement à l'axe optique propre du milieu. Après réfraction, le rayon incident est séparé en deux rayons complètement polarisés dans des directions perpendiculaires. En faisceau parallèles, le plus couramment utilisé est le prisme de Wollaston. En ajustant les orientations entre les différents modules (A étant mobile et S fixe), il est possible de mesurer séquentiellement les quatre paramètres de Stokes.

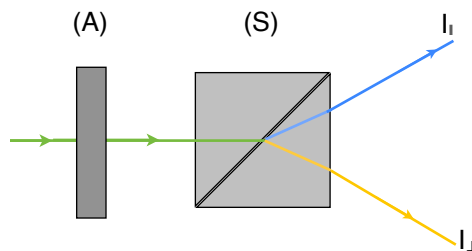


FIGURE 3.1 – Principe de base du polarimètre. Le module (A) est composée de lames à retard. Le module (S) (e.g., prisme de Wollaston) génère deux faisceaux d'états de polarisation orthogonaux. Le réglage des angles entre les lames à retard de (A) et le séparateur (S) permet de sélectionner le paramètre de Stokes mesuré.

Une mesure polarimétrique de qualité doit si possible être effectuée avant toute réflexion oblique qui introduirait de la polarisation parasite dans le faisceau optique. Le polarimètre est donc placé le plus souvent au foyer Cassegrain du télescope. Les faisceaux en sortie de (S) sont injectés dans des fibres optiques qui convoient la lumière stellaire jusqu'au spectrographe échelle monté sur banc optique et placé dans un caisson isolé thermiquement pour NARVAL et ESPaDOnS, régulé en température et en pression pour HARPSPol.

### 3.1.2 Techniques d'extraction et de déconvolution

#### Extraction des spectres polarisés

Une pose en spectropolarimétrie est constituée de quatre sous-poses successives, chacune caractérisée par un angle spécifique entre la lame à retard ( $45^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $225^\circ$  et  $315^\circ$ ) et le séparateur, et nécessaire à la mesure d'un spectre polarisé.

À l'issue de chacune des sous-poses on obtient deux états de polarisation orthogonaux ( $i_{//}$  et  $i_{\perp}$ ). L'opération est recommencée pour chacun des angles. Pour obtenir un paramètre de Stokes donné, les deux premières sous-poses sont en principe suffisantes ; les deux suivantes (qui correspondent souvent aux positions symétriques de (A) par rapport à (S)) sont faites pour annuler au premier ordre toutes les erreurs systématiques et toutes les sources parasites de polarisation (dérive du spectromètre,

inhomogénéités du CCD, erreur de rotation des lames, etc...). Pour obtenir le paramètre de Stokes polarisé  $P$ , les quatre sous-poses sont combinées de la façon suivante :

$$\begin{cases} I &= \sum_{n=1}^4 i_{n, //} + i_{n, \perp} \\ \frac{P}{I} &= \frac{R-1}{R+1}, \end{cases} \quad (3.1)$$

avec

$$R = \frac{\frac{i_{1, //}}{i_{1, \perp}} \frac{i_{4, //}}{i_{4, \perp}}}{\frac{i_{2, //}}{i_{2, \perp}} \frac{i_{3, //}}{i_{3, \perp}}}, \quad (3.2)$$

avec  $n = 1$  à 4 et correspondant aux sous-poses associées chacune à une position de (A). Les positions (1;2) et (4;3) sont presque symétriques l'une de l'autre. Le processus complet d'extraction des paramètres de Stokes est présenté dans Donati et al. (1997). Cette réduction des données est faite à l'aide du logiciel LIBRE-ESPRIT optimisé pour la réduction des spectres issus de ESPaDOnS et NARVAL et mis à la disposition des observateurs. LIBRE-ESPRIT a été adapté pour la réduction des données issues d'HARPSPol.

La précision en vitesse radiale de NARVAL/ESPaDOnS est de l'ordre de  $20 \text{ ms}^{-1}$ . Celle de HARPS et HARPSPol étant, elle, de l'ordre du  $\text{ms}^{-1}$ , il a fallu optimiser LIBRE-ESPRIT pour pouvoir calculer et exploiter les données de VR précises.

### Déconvolution moindres-carrés

Les signatures polarisées correspondant au champ magnétique des étoiles de la séquence principale sont généralement trop faibles pour être détectées dans une raie unique. Pour accéder à une mesure de  $\mathbf{B}$ , il faut tirer parti du grand nombre de raies d'absorption photosphériques présentes dans le spectre des étoiles froides. Pour faire simple, si l'on considère que les signatures polarisées dans différentes raies sont identiques à un facteur d'échelle près, alors chaque raie peut être considérée comme une mesure différente d'une même quantité.

Il est possible de considérer un spectre polarisé comme la convolution d'une signature Zeeman moyenne avec un masque spectral, *i.e.* une somme pondérée de distributions de Dirac, représentant la distribution des raies dans le domaine spectral considéré, ainsi que leur sensibilité aux champs magnétiques. Donati et al. (1997) se sont basés sur cette idée pour développer LSD (Least-Squares Deconvolution), une technique de déconvolution multi-raies par moindres carrés qui permet de calculer les différents profils de Stokes avec un rapport signal à bruit (S/N) nettement plus élevé que celui d'une raie individuelle. Cette méthode est donc analogue à la corrélation croisée faite usuellement pour calculer la CCF dont découle la mesure de VR (Section 1.3.1). Si on note  $D$  le profil moyen recherché, et  $O$  le profil observé, on a :

$$O = M * D, \quad (3.3)$$

avec  $M = \sum_i w_i \delta(v - v_i)$ , où  $w_i$  est le poids relatif de la raie  $i$  et  $v_i$  sa position dans l'espace des vitesses. La déconvolution permet d'accéder au paramètre de Stokes moyen  $D$ . Le masque  $M$  est déterminé à partir de modèles atmosphériques pour une température effective, une gravité de surface et une métallicité qui sont fixées selon le type spectral de l'étoile observée. Pour la réduction des

données polarisées ( $V$ ) on sélectionne les raies les plus profondes, soit environ 4000 pour les étoiles de type spectral M. Pour réduire les spectres non polarisés  $I$  et calculer la VR, un masque d'environ 9000 raies a été utilisé.

À partir des données acquises en spectropolarimétrie, nous voulons accéder d'une part à la topologie du champ magnétique à grande échelle, et d'autre part à une carte de la distribution de taches en brillance à la surface de l'étoile. Ces cartes sont obtenues par un processus d'imagerie qui est itératif : à partir d'une carte vierge, des caractéristiques magnétiques et/ou en brillance sont ajoutées jusqu'à ce que les spectres issus de la carte reconstruite reproduisent au mieux les données. Dans la Section 3.2, nous décrivons comment les spectres sont calculés à partir d'une carte stellaire donnée, et dans la Section 3.3, nous indiquons comment est ajusté le niveau de correspondance entre les spectres calculés et les spectres observés.

### 3.2 Construire un ensemble de spectres à partir d'une image

La carte d'une étoile est divisée en 2000 cellules environ. Chacune est caractérisée par un ensemble local de quatre paramètres de Stokes  $\mathbf{F}_{loc} = (I_l, Q_l, U_l, V_l)$  (voir § 3.2.1), un ensemble de paramètres décrivant le champ magnétique  $\mathbf{B}$  (voir § 3.2.2), et un paramètre de brillance ( $b$  ou  $C$  selon le type d'étoile, voir § 3.2.3).

#### 3.2.1 Description générale d'un spectre

Pour calculer les profils locaux  $(I_l, Q_l, U_l, V_l)$  associés à une cellule, le but du jeu est de modéliser l'atmosphère stellaire adaptée, puis de calculer le spectre polarisé émergent.

Etape 1 : L'atmosphère de l'étoile est supposée de géométrie plan-parallèle, chimiquement homogène et isotrope, en équilibre hydrostatique et thermique. Le profil local  $\mathbf{F}_{loc} = (I_l, Q_l, U_l, V_l)$  obéit alors à l'équation générale de transfert de rayonnement suivante :

$$\mu \frac{d\mathbf{F}_{loc}}{d\tau} = \mathbf{K}(\mathbf{F}_{loc} - \mathbf{L}), \quad (3.4)$$

avec  $\mu = \cos\theta$  ( $\theta$  l'angle entre le rayon lumineux et la verticale ascendante),  $\tau$  la profondeur optique,  $\mathbf{K}$  la matrice caractérisant les propriétés physiques de l'atmosphère stellaire, et  $\mathbf{L}$ , la fonction source caractérisant le continu, prise égale à la fonction de Planck. Dans le cas d'un rayonnement polarisé, la matrice  $K$  se décompose en la somme de trois matrices : une matrice d'absorption, une matrice de dichroïsme pour caractériser les différences d'absorption selon l'état de polarisation, et une matrice de dispersion qui caractérise les différents déphasages selon l'état de polarisation :

$$K = \underbrace{\begin{pmatrix} \eta_I & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \eta_I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_I & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \eta_I \end{pmatrix}}_{\text{absorption}} + \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & 0 & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & 0 & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}}_{\text{dichroïsme}} + \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_V & -\rho_U \\ 0 & -\rho_V & 0 & \rho_Q \\ 0 & \rho_U & -\rho_Q & 0 \end{pmatrix}}_{\text{dispersion}} \quad (3.5)$$

L'expression détaillée de  $\mathbf{K}$  se trouve annexe D.2.

Pour résoudre cette équation il faut maintenant spécifier les propriétés de l'atmosphère stellaire qui affecte la propagation de la lumière polarisée, *i.e.*, caractériser  $\mathbf{K}$  et  $\mathbf{L}$ . Les hypothèses les plus efficaces pour trouver une solution analytique sont de considérer que :

1. le vecteur  $\mathbf{B}$  est indépendant de la profondeur optique  $\tau$ ,
2. tous les paramètres caractéristiques des profils sont constants avec  $\tau$ ,
3.  $\mathbf{L}$  varie linéairement avec  $\tau$  de sorte que  $\mathbf{L} = \mathbf{L}_0(1 - \beta\tau)$  (avec  $\mathbf{L}_0 = (I_0, 0, 0, 0)$ ).

La solution analytique de cette équation de transfert dans ces conditions a été apportée en 1956 par Unno & Rachkovski (Unno, 1956). La forme générale détaillée est donnée annexe D.2. Notons que les deux premières hypothèses reviennent à considérer que la raie se forme dans une zone d'épaisseur optique  $\Delta\tau$  faible. La dernière hypothèse permet, elle, de trouver une solution simple aux équations de transfert. En effet l'équation de transfert devient alors linéaire, ce qui implique la linéarité des solutions.

Etape 2 : Le profil local prend la forme générale de combinaisons linéaires de profils de Voigt (= convolution d'un profil de Gauss et de Lorentz), dont les paramètres sont l'élargissement Doppler  $\Delta\lambda_D$ , l'élargissement anormal  $\alpha$ , le rapport des opacités dans la raie et dans le continu  $\eta$ , la pente de la fonction source  $\beta$ , et le facteur de Landé  $g_{\text{eff}}$ . Chacun de ces profils est ensuite affecté par les caractéristiques magnétiques et en brillance propres à chaque cellule (voir § 3.2.2 & 3.2.3 pour la description précise de ces paramètres), ainsi que par un modèle d'assombrissement centre bord  $\Lambda(\mu)$ <sup>1</sup>. Par linéarité de l'équation, le spectre final  $\mathbf{F} = (I, Q, U, V)$  s'exprime comme la somme des profils locaux de sorte que :

$$\frac{\mathbf{F}(\lambda)}{\mathbf{I}_c} = \frac{\int \int_{\theta, \phi} \mathbf{F}_{\text{loc}}(\Delta\lambda_D, \alpha, \beta, \eta, g_{\text{eff}}, C, \mathbf{B}, \Lambda(\mu)) \cos \theta \, d\theta \, d\phi}{\int \int_{\theta, \phi} \mathbf{F}_{\text{loc}}(C, \Lambda(\mu)) \cos \theta \, d\theta \, d\phi}, \quad (3.6)$$

avec  $\mathbf{I}_c$  le continu non polarisé permettant de normaliser l'ensemble des profils.

Jusqu'à présent nous avons décrit la forme générale des profils émergents d'une étoile. Il nous reste maintenant à adopter une description du champ magnétique  $\mathbf{B}$  et de la brillance (Section 3.2.3) adaptée aux étoiles ciblées (naines M et étoiles jeunes de type T Tauri).

### 3.2.2 Description du champ magnétique

Les étoiles M et les étoiles jeunes que nous allons étudier par la suite, présentent un champ magnétique d'intensité variée et de topologie pouvant être simple ou complexe (e.g., Morin et al., 2008a,b; Donati et al., 2013, 2014, 2015). La description utilisée doit donc pouvoir traduire cette diversité. Celle choisie est basée sur une décomposition en harmoniques sphériques.  $\mathbf{B}$  s'exprime en coordonnées sphériques comme la somme d'une composante poloïdale et toroïdale. Ses composantes s'écrivent :

$$\begin{cases} B_r(\theta, \phi) = -\Re \left[ \sum_{l,m} \alpha_{l,m} Y_{l,m}(\theta, \phi) \right], \\ B_\theta(\theta, \phi) = -\Re \left[ \sum_{l,m} \beta_{l,m} Z_{l,m}(\theta, \phi) + \gamma_{l,m} X_{l,m}(\theta, \phi) \right], \\ B_\phi(\theta, \phi) = -\Re \left[ \sum_{l,m} \beta_{l,m} Z_{l,m}(\theta, \phi) - \gamma_{l,m} X_{l,m}(\theta, \phi) \right], \end{cases} \quad (3.7)$$

avec

$$\begin{cases} X_{l,m}(\theta, \phi) = \frac{c_{l,m}}{l+1} \frac{P_{l,m}(\theta)}{\sin \theta} e^{im\phi}, \\ Y_{l,m}(\theta, \phi) = c_{l,m} P_{l,m}(\theta) e^{im\phi}, \\ Z_{l,m}(\theta, \phi) = \frac{c_{l,m}}{l+1} \frac{\partial P_{l,m}(\theta)}{\partial \theta} e^{im\phi}, \\ c_{l,m} = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \end{cases} \quad (3.8)$$

1. le modèle d'assombrissement centre bord choisi est linéaire tel que  $\Lambda(\mu) = (1 - \epsilon) + \epsilon \cos \mu$ , avec  $\epsilon = 0.75$

Dans ces relations,  $X, Y, Z_{l,m}(\theta, \phi)$  sont les harmoniques sphériques de degré  $l$  et d'ordre  $m$  ( $m < l$ ), et  $P_{l,m}(\theta)$  le polynôme de Legendre associé. Elles sont fonctions de la colatitute  $\theta$  et de la longitude  $\phi$ . Par définition, les coefficients  $\alpha_{l,m}$  et  $\beta_{l,m}$  décrivent la composante poloïdale du champ, et  $\gamma_{l,m}$  la composante toroïdale (qui est orthoradiale). Une image se caractérise donc par  $\alpha_{l,m}, \beta_{l,m}, \gamma_{l,m}$ . Le code d'imagerie Zeeman-Doppler permet de reconstruire le jeu de coefficients jusqu'à un ordre  $l_{max}$  fixé pour chaque étoile observée. Cette description a été développée par Donati et al. (2006). Elle présente l'avantage de permettre la reconstruction de tout type de topologies magnétiques stellaires, qu'elles soient simples ou complexes.

### 3.2.3 Description d'une tache stellaire

Nous cherchons à modéliser le jitter d'activité des étoiles M et des étoiles de types T Tauri que nous avons observées entre octobre 2013 et janvier 2015. Pour cela nous souhaitons reconstruire la carte de la brillance relative à la surface de l'étoile. Ces deux types de cibles présentent un jitter d'activité différent en terme d'amplitude et également en terme d'origine. Pour une description optimale, nous adoptons donc deux caractérisations différentes selon l'étoile ciblée.

**Les étoiles jeunes.** Les étoiles jeunes de type T Tauri sont très actives, avec des périodes de rotation principalement de 2 à 5 jours, un jitter d'activité qui peut aller jusqu'à une semi-amplitude de plusieurs  $\text{km s}^{-1}$ , et elles peuvent également présenter des zones chaudes à leur surface. De plus leur  $v \sin i$  est souvent supérieur à  $10 \text{ km s}^{-1}$ , il est donc suffisamment important pour dominer l'élargissement spectral de la raie moyenne, et noyer les caractéristiques du profil intrinsèque de l'étoile. Ainsi, pour ces monstres d'activité, les effets de brillance relative entre la photosphère calme et les régions actives chaudes et froides dominent largement les distorsions de profils observées, à l'origine du jitter.

Pour décrire la brillance relative d'une cellule par rapport à la photosphère calme, chaque cellule est caractérisée par un coefficient  $b_j$  qui pondèrent le profil local associé à la cellule  $j$ . Lorsque  $b_j \in [0; 1[$ , la cellule est recouverte d'une tache plus sombre (*i.e.*, plus froide) que la photosphère environnante, lorsque  $b_j = 1$ , la cellule correspond à la photosphère calme, et  $b_j \in ]1; +\infty[$  caractérise une cellule plus brillante (*i.e.*, plus chaude) que la photosphère environnante. C'est ce paramètre qui est utilisé pour caractériser le profil  $\mathbf{F}_{loc}$ , et qui est reconstruit lors du processus d'imagerie.

**Les naines M.** Les étoiles de faibles masses ciblées au cours de cette études sont de type spectral précoce (M0-M3). Nous avons sélectionné celles ayant une période de rotation de 15 à 40 jours (voir Chapitre 4), ce qui implique un  $v \sin i$  de 1 à  $2 \text{ km s}^{-1}$ . Pour ces étoiles peu actives, le jitter d'activité est de l'ordre quelque  $\text{m s}^{-1}$ , soit environ mille fois inférieur à celui des T Tauri. Pour une première étude, nous supposons que l'activité produisant l'essentiel du jitter d'activité des naines M étudiées est induite par les taches sombres. L'absence de plage est justifiée par les très faibles variations de bissecteur observées pour les naines M de notre échantillon (voir Chapitre 4, § 4.1). En effet pour une étoile de  $v \sin i \lesssim 2 \text{ km s}^{-1}$ , une plage couvrant 0.5% de la surface totale entraîne des variations de  $V_s$  de semi-amplitude de 5 à  $10 \text{ m s}^{-1}$ , alors que pour une tache sombre de même taille, l'effet ne dépasse pas  $5 \text{ m s}^{-1}$  (Meunier et al., 2010; Dumusque et al., 2014). Or l'échantillon des naines M observées avec HARPSPol montre peu de variations du bissecteur, avec une semi-amplitude

n'excédant pas les  $5\text{--}12 \text{ m s}^{-1}$  pour un rms de  $4 \text{ à } 8 \text{ m s}^{-1}$ . La convection plus lente que dans le cas solaire peut entraîner un CB moins fort (Section 1.4). Pour décrire une tache sombre dans le cas des naines M (autrement dit des rotateurs lents), nous choisissons ainsi de fixer tous ses paramètres. La brillance relative entre la tache et la photosphère calme est fixée à  $b$ , et l'on reconstruit la proportion de tache  $1 - C_j$  au sein de la cellule  $j$ .  $C_j$  varie de 0 (cellule couverte de tache) à 1 (cellule non tachée).

Notons de plus qu'une étude récente (Dumusque et al., 2014) a montré à l'aide du FTS<sup>2</sup> de KPO que la FWHM du profil au sein d'une tache sombre est plus large que celle d'un profil uniquement issu de la photosphère. Ainsi, si le profil d'une tache est pris comme référence pour caractériser une zone active (Dumusque et al., 2014), alors la variation de FWHM au cours d'une rotation stellaire est d'environ  $-3 / +18 \text{ m s}^{-1}$ , soit plus importante que la variation obtenue si le profil d'une tache est modélisé en pondérant le profil de la photosphère par sa brillance relative (voir Figure 3.2). J'ai adapté

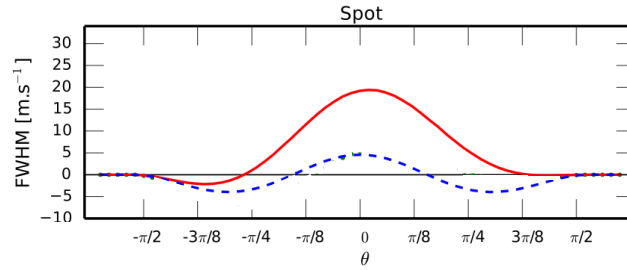


FIGURE 3.2 – Largeur à mi hauteur FWHM pour une tache de 0.5% de la surface totale de l'étoile avec un contraste de 50% par rapport à la photosphère environnante. En bleu, la courbe où seul la différence de contraste est prise en compte. En rouge le profil d'une tache photosphérique solaire est pris en compte pour caractériser les cellules recouvertes par une tache. D'après Dumusque et al. (2014).

les routines de calcul des spectres synthétiques pour pouvoir décrire un profil local différent pour une tache ( $I_{l,s}$ ), et pour la photosphère calme ( $I_{l,p}$ ), et ainsi améliorer la description des spectres. Pour cela, le profil d'une tache est obtenu en élargissant  $I_{l,p}$  par convolution avec une gaussienne. Pour retrouver les valeurs obtenues dans une tache solaire, la largeur équivalente typique de la gaussienne est de  $3 \text{ à } 4 \text{ km s}^{-1}$ .

Finalement, dans le cas des rotateurs lents, le profil local  $I_{l,j}$  d'une cellule est donné par :

$$I_{l,j} = C_j I_{l,p} + (1 - C_j) I_{l,s}. \quad (3.9)$$

À cause du faible taux de rotation de ces étoiles, le profil n'est plus suffisamment élargi par rotation, et le profil intrinsèque de l'étoile prend donc de l'importance. Ce dernier est généralement mal connu, mais il est essentiel pour caractériser les distorsions induites par les taches stellaires. Pour contourner ce problème, il est alors nécessaire d'utiliser le profil moyen  $I_1$  pour contraindre les caractéristiques du profil intrinsèque de chaque étoile, puis de modéliser les résidus  $RI$ . Pour y parvenir, j'ai modifié le processus de traitement des spectres donnés à l'entrée du code d'imagerie. Le traitement se fait en trois étapes : (1) calcul du profil moyen  $I_1$ , (2) obtention de  $I'_1$ , modèle de

2. Fourier Transform Spectrograph, au Kitt Peak Observatory



$I_1$ , en ajustant les paramètres stellaires par la méthode de minimisation de  $\chi^2$ , puis (3) calcul de résidus  $RI$  en soustrayant  $I'_1$  à l'ensemble des spectres observés  $I$ .  $RI$  représentent alors directement les distortions de profil par rapport à la moyenne, et induites par les inhomogénéités de brillance à la surface de l'étoile. On calcule ensuite un nouvel ensemble de spectres  $I'$  tel que :

$$I' = I'_1 + RI \quad (3.10)$$

L'ensemble du procédé est schématisé Figure 3.3. Comme  $I'_1$  est parfaitement connu, le code va donc

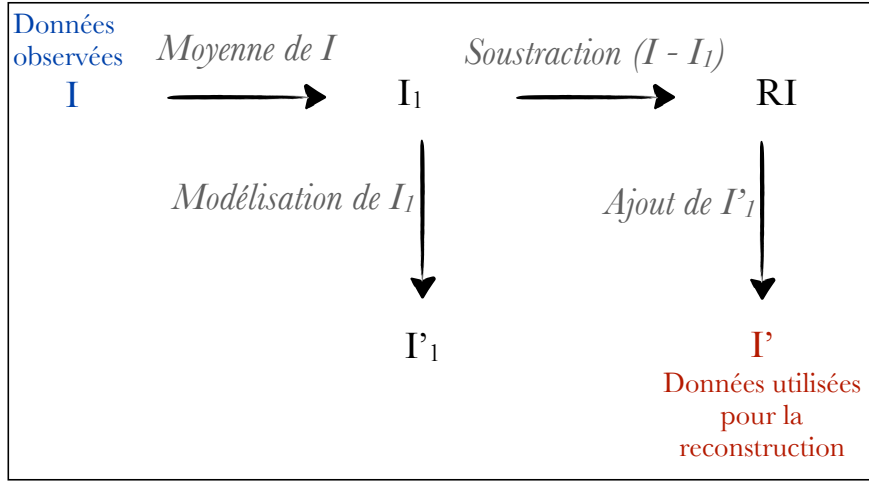


FIGURE 3.3 – Principe de la méthode utilisée pour les étoiles de faible  $v \sin i$ .  $I_1$  est le profil moyen de la série temporelle des spectres  $I$ ,  $I'_1$  est le modèle de  $I_1$ ,  $RI$  sont les résidus illustrant les déformations des profils  $I$  par rapport à la moyenne  $I'_1$ , et  $I'$  le nouveau jeu de données utilisé dans la suite de la reconstruction.

uniquement concentrer ses efforts sur la reconstruction des résidus grâce à l'ajustement du paramètre caractérisant les taches. Ce procédé nécessite néanmoins une bonne couverture en phase.

### 3.3 Reconstruire une image à partir d'un ensemble de spectres

La Section 3.2 décrivait comment calculer les paramètres de Stokes à partir d'un modèle d'atmosphère stellaire et d'une carte de la surface de l'étoile. L'imagerie permet de faire le chemin inverse, et de reconstruire la carte à l'origine des profils de Stokes observés, moyennant un modèle d'atmosphère stellaire supposé connu.

#### 3.3.1 Principes généraux

De manière générale, l'imagerie tomographique permet de cartographier toute quantité physique qui affecte la formation des raies spectrales et qui présente des hétérogénéités de répartition à la surface d'une étoile.

Par rotation et grâce à l'effet Doppler, la position des inhomogénéités de brillance à la surface de l'étoile est corrélée avec la position de la distorsion résultante dans la raie spectrale (voir Figure 1.9). Un spectre stellaire est donc analogue à une carte 1-D de la photosphère stellaire. La résolution en longitude croît avec le  $v \sin i$  de l'étoile. Pour reconstruire une information en latitude, il faut suivre l'évolution temporelle des raies spectrales. On peut alors obtenir une carte 2-D de la surface stellaire.

L'imagerie Zeeman-Doppler généralise la reconstruction des taches en brillance à celle du champ magnétique stellaire en analysant l'évolution temporelle des spectres *polarisés*. La différence majeure avec l'imagerie en brillance est qu'en polarimétrie le profil de référence n'est plus le profil intrinsèque de l'étoile, mais correspond à un niveau de polarisation nul, donc parfaitement connu. Dès lors la seule présence de polarisation permet avec certitude de conclure quant à la présence d'un champ magnétique, quel que soit le  $v \sin i$  de l'étoile.

Le principe du code d'imagerie Zeeman-Doppler (ZDI) est illustré Figure 3.4. Il procède par itération : à partir d'une configuration initiale correspondant à une image vierge, un champ et des taches sont ajoutés en se basant sur le désaccord constaté entre les observations et les profils simulés. Ce processus est répété jusqu'à atteindre un niveau d'ajustement fixé *a priori*. À l'issue du programme on obtient alors, à partir d'un jeu de données  $\{I; V\}$  observées avec une erreur associée  $\sigma$ , l'ensemble des coefficients  $\alpha_{l,m}, \beta_{l,m}, \gamma_{l,m}$  décrivant le champ magnétique d'une part et  $b_j$  ou  $C_j$  d'autre part pour la description de la distribution en brillance.

#### 3.3.2 Critère d'entropie

Pour réaliser cette inversion et assurer l'unicité de la solution, le code utilise le principe de reconstruction par maximisation d'entropie (Skilling and Bryan, 1984; Brown et al., 1991).

L'ensemble des paramètres recherchés constitue le vecteur image  $\mathbf{A}$  associé à la carte (magnétique et/ou des taches). L'étoile est caractérisée par la fonction réponse  $\mathcal{R}$ , de sorte que  $\mathcal{R}(\mathbf{A}) = \mathbf{F}$ , avec  $\mathbf{F}$  la série des spectres associés à l'image  $\mathbf{A}$ . On appelle  $\mathbf{D}$  le vecteur des données issues de la réduction LSD et  $\sigma$  le vecteur des erreurs associées, tous deux de dimension  $n_D$ . Le code procédant de manière itérative, l'idée est d'évoluer en minimisant les écarts quadratiques moyens entre  $\mathbf{F}$  et  $\mathbf{D}$ , *i.e.*, de minimiser :

$$\chi^2(\mathbf{A}) = \sum_{k=1}^{n_D} \left( \frac{F_k - D_k}{\sigma_k} \right)^2. \quad (3.11)$$

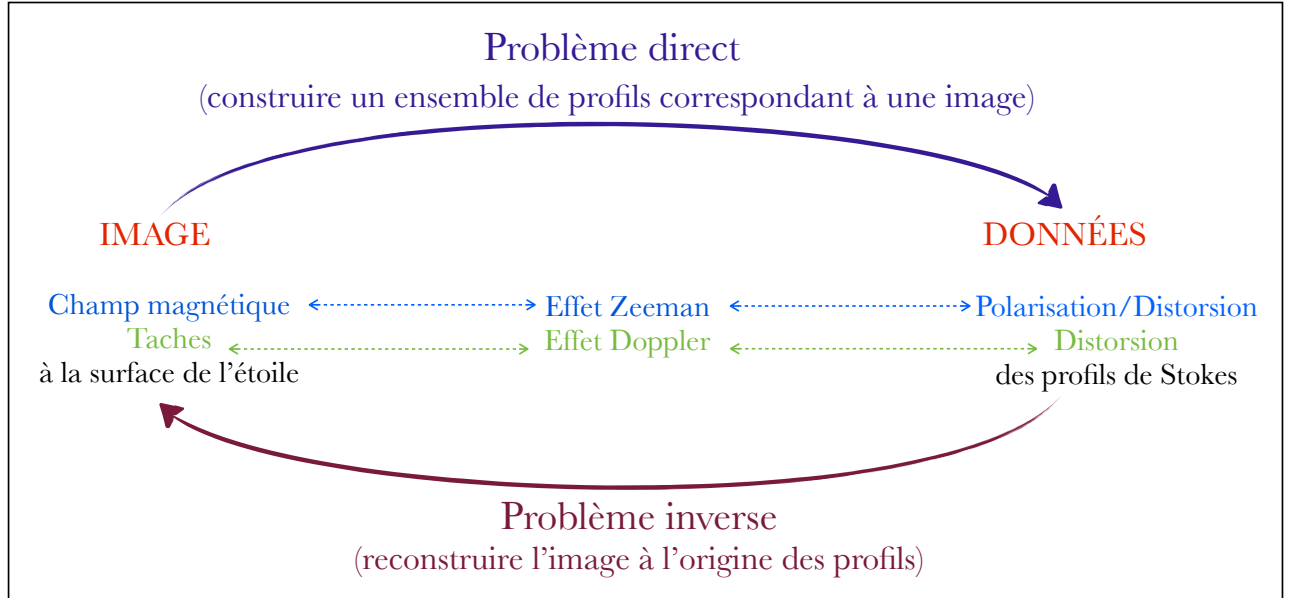


FIGURE 3.4 – Principe de ZDI.

Cependant, le problème d'imagerie est intrinsèquement mal contraint (pour différentes raisons telles qu'un nombre de pixels souvent supérieur au nombre d'observations, ou une non unicité de l'image pouvant correspondre aux données). Il est donc nécessaire d'ajouter un critère de conditionnement supplémentaire en plus du  $\chi^2$  : l'entropie.

L'entropie  $\mathcal{S}$  permet de mieux contraindre la reconstruction et de s'assurer que toutes les informations reconstruites sont nécessaires pour reproduire les spectres observés. La méthode des multiplicateurs de Lagrange assure l'existence d'un réel  $\lambda$  tel que la fonction  $\mathcal{Q}$  soit maximale pour la solution  $\mathbf{A}$ . On a :

$$\mathcal{Q}(\mathbf{A}) = \mathcal{S}(\mathbf{A}) - \lambda \chi^2(\mathbf{A}). \quad (3.12)$$

avec pour une reconstruction de tache :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{si reconstruction de la brillance relative : } \mathcal{S}(\mathbf{A}) = - \sum_j w_j b_j \left( \log \frac{b_j}{m_j} - 1 \right), \text{ avec } b_j > 0. \\ \text{si reconstruction de la proportion de tache : } \mathcal{S}(\mathbf{A}) = - \sum_j w_j \left[ C_j \log \frac{C_j}{m_j} + (1 - C_j) \log \frac{1 - C_j}{1 - m_j} \right], \\ \text{avec } C_j \in [0; 1]. \end{array} \right. \quad (3.13)$$

où  $w_j$  et  $m_j$  sont, respectivement, le poids relatif projeté (aire projetée) et l'intensité par défaut de la cellule  $j$  ( $m_j = 1$ ).

pour une reconstruction de champ magnétique :

$$\mathcal{S}(\mathbf{A}) = - \sum_{l,m} l (\alpha_{l,m}^2 + \beta_{l,m}^2 + \gamma_{l,m}^2). \quad (3.14)$$

L'algorithme de reconstruction de l'image de maximum d'entropie est celui de Skilling and Bryan (1984).

Les avantages de cette méthode sont multiples :

1. elle garantit la reconstruction d'un minimum d'information et l'unicité de la solution,
2. la direction de recherche est adaptée à la topologie du problème. Le test de convergence se fait en estimant le degré de non-parallélisme entre  $\nabla S$  et  $\nabla \chi^2$ . L'algorithme s'arrête lorsque :

$$\left\| \frac{\nabla S}{\|\nabla S\|} - \frac{\nabla \chi^2}{\|\nabla \chi^2\|} \right\| < \epsilon, \quad (3.15)$$

avec  $\epsilon < 0.01$ ,

3. l'utilisation d'une métrique basée sur l'entropie de l'image permet de reconstruire une image complexe.

Le passage de l'image aux spectres (et réciproquement) est, lui, un problème intrinsèquement non-linéaire. En effet, d'une part la contribution de chaque pixel est une fonction non-linéaire de la température et de l'angle de limbe, et d'autre part le niveau du continu de chaque spectre n'est pas connu et il faut donc normaliser à chaque itération chacun des spectres par rapport au niveau du continu non polarisé  $I_c$ . Cette non-linéarité peut engendrer une difficulté de convergence si les critères de reconstruction ne sont pas optimisés.

### 3.3.3 Performances de la méthode

Nous avons réalisé un ensemble de simulations pour présenter les caractéristiques de la reconstruction et ses performances.

Avant toute chose, nous pouvons noter que, quelle que soit la reconstruction choisie (magnétique et/ou en brillance), il est possible de retrouver les caractéristiques principales de la carte initiale avec un échantillonnage régulier sur un cycle de rotation stellaire. Pour ne pas limiter la résolution de la carte, il faut éviter de moyenniser l'information en longitude, c'est-à-dire qu'il est nécessaire de limiter la durée d'observation à moins de 5% de la période de rotation pour éviter le brouillage des signatures. La stratégie d'observation est donc importante pour optimiser l'efficacité et la fiabilité de l'imagerie.

Deux simulations sont présentées ici pour tester (i) un cas d'étude correspondant à une T Tauri avec un grand  $v \sin i$  dont les taches sont décrites en utilisant la brillance relative  $b_j$ , puis (ii) un cas correspondant à une naine M de faible  $v \sin i$  dont les taches sont décrites à l'aide de  $C_j$ , la proportion de photosphère au sein des cellules composant l'étoile.

Pour chacune des simulations les paramètres sont fixés, à l'exception de  $v \sin i$  et  $C_j$  ou  $b_j$  (selon la reconstruction choisie). Le signal à bruit (S/N) des données LSD générées est ajusté à 4 000 (en accord avec les valeurs usuellement observées), et la résolution instrumentale à 100 000 (résolution de HARPSPol). Pour estimer l'impact de l'échantillonnage, deux couvertures en phase seront simulées :

- une dense et régulière, avec 44 observations sur deux cycles de rotation stellaire (soit un point tous les  $0.036 P_{\text{rot}}$  environ),
- une autre irrégulière, avec 26 points d'observation sur 3 cycles de rotation stellaire. Cet échantillonnage est basé sur celui obtenu à partir d'observations réelles, qui prennent en compte le temps, et les contraintes de partage des observations au télescope (voir Chapitre 4).

Pour toutes les simulations, les taches sont supposées circulaires, avec une taille relative  $f_t$ <sup>3</sup> définie par :

$$f_t = \frac{1 - \cos\psi}{2}, \quad (3.16)$$

avec  $\psi$  le demi-angle sous lequel la tache est vue depuis le centre de l'étoile. Ainsi on note  $f_t$  le pourcentage de la surface totale de l'étoile couvert par une tache (*i.e.*, la taille physique de la tache). On définit également la surface équivalente de la tache par  $f_t \times (1 - b_j)$ , où  $(1 - b_j)$  représente le contraste dans le cas des rotateurs rapides, et  $f_t \times (1 - C_j) \times b$ , où  $(1 - C_j)$  représente le facteur de remplissage de la tache sombre et  $b$  sa brillance relative (fixée) dans le cas des rotateurs lents.

### (i) Rotateurs rapides

#### Simulation A : reconstruction d'une topologie simple avec l'échantillonnage régulier

Dans un premier temps, on considère une topologie simple avec une unique tache sombre couvrant 2.0% de la surface totale avec une brillance relative de  $b_j = 20\%$ , ce qui correspond à une surface équivalente de 1.6%. Deux latitudes sont testées ici,  $80^\circ$  et  $50^\circ$ . On calcule l'ensemble des spectres synthétiques bruités associés à cette carte, puis on utilise le code d'imagerie Doppler pour différents  $v \sin i$ , de l'ordre de ou supérieur à une dizaine de  $\text{km s}^{-1}$ , afin de reconstruire la carte initiale. La tache est paramétrée par sa brillance  $b_j$  et l'échantillonnage est dense et régulier.

La première rangée de la Figure 3.5 présente les cartes obtenues pour une tache circulaire proche du pôle, à la latitude de  $80^\circ$  avec une étoile dont le  $v \sin i$  est égal à 11 et 7  $\text{km s}^{-1}$  et dont l'axe de rotation est incliné à  $60^\circ$  par rapport à la ligne de visée. La seconde rangée montre les cartes obtenues pour une tache située à  $50^\circ$  de latitude et pour les deux mêmes  $v \sin i$ , et la même inclinaison. La Table 3.3 (premier rang) indique les paramètres de la carte reconstruite, à savoir le  $\chi^2$  réduit ( $\chi_r^2$ ) associé à l'état initial (étoile non tachée), à l'état final, ainsi que la fraction de surface couverte par les taches reconstruites par rapport à la surface totale de l'étoile.

On constate tout d'abord que l'aspect global des taches est conforme au modèle, avec une tache sombre majeure reconstruite quelle que soit la latitude de la tache ou le  $v \sin i$  de l'étoile. On remarque cependant un étalement de la tache qui est d'autant plus marqué que le  $v \sin i$  est faible et la tache basse en latitude. L'axe de rotation de l'étoile étant incliné de  $60^\circ$ , la tache n'est pas visible à toutes les phases d'observation (par exemple autour de 0.80), ainsi une partie de l'information est perdue. Dans ce 2ème cas le pourcentage global de tache sombre est légèrement surestimé. Cette surestimation est compensée par l'ajout de faibles taches brillantes de part et d'autre de la tache sombre (en longitude, et couvrant moins de 0.5% de la surface stellaire totale). Ces taches sont des artefacts de reconstruction induits par la maximisation de l'entropie : il est moins coûteux en entropie d'ajouter deux très faibles taches brillantes que de concentrer toute la reconstruction sur une tache sombre (voir Collier Cameron, 1992).

On note un  $\chi_r^2$  initial plus faible dans le cas d'une tache polaire que dans celui d'une tache à  $40^\circ$  car dans une tache polaire, seul le cœur du profil moyen est affecté. Les écarts par rapport à un profil d'une étoile sans tache (correspondant à la première itération du code d'imagerie) sont donc faibles.

3. Notons que la définition de l'aire des taches adoptée ici diffère de celle de Boisse et al. (2011); Dumusque et al. (2014). Ces derniers utilisent  $f_r$  la fraction de l'hémisphère visible couverte par une tache de sorte que  $f_r = 2f_t$ .

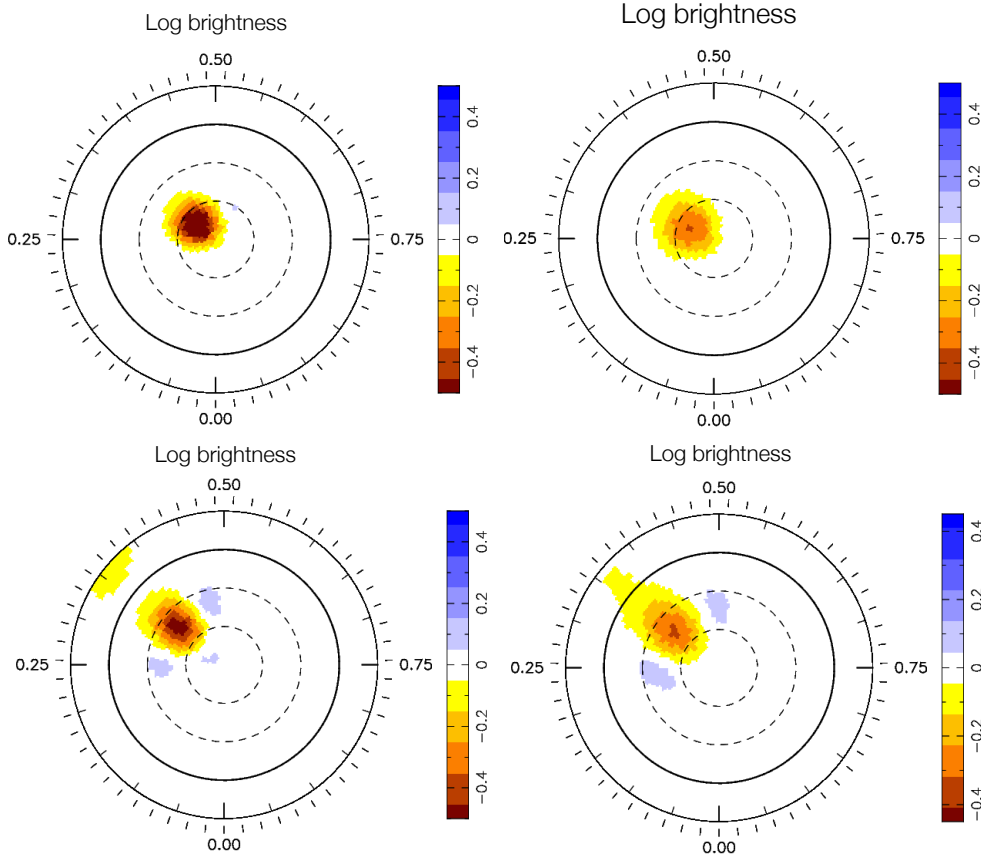


FIGURE 3.5 – Reconstruction d’une tache sombre couvrant 2% de la surface totale avec une brillance relative de 20% pour une étoile dont l’axe de rotation est incliné de  $i = 60^\circ$ . *Partie supérieure* : La tache se situe à une latitude de  $80^\circ$ , sur une étoile avec un  $v \sin i$  de  $7 \text{ km s}^{-1}$  (à gauche), et  $11 \text{ km s}^{-1}$  (à droite). *Partie inférieure* : La tache se situe à une latitude de  $50^\circ$ , sur une étoile avec un  $v \sin i$  de  $7 \text{ km s}^{-1}$  (à gauche), et  $11 \text{ km s}^{-1}$  (à droite).

#### Simulation B : reconstruction d’une topologie complexe avec un échantillonnage régulier.

Dans le cadre d’une topologie plus complexe, nous générons l’ensemble des spectres synthétiques bruités associés à une étoile d’axe de rotation incliné à  $60^\circ$  par rapport à la ligne de visée, avec une tache brillante et deux taches sombres. La tache brillante se caractérise par  $b_j = 200\%$  et  $f_t = 1.5\%$ , soit une surface équivalente de  $1.5\%$ ; les deux taches sombres se caractérisent par une brillance relative  $b_j$  de  $40\%$  et  $20\%$  associée à une surface physique  $f_t$  de, respectivement,  $3\%$  et  $1\%$ , elles ont donc une surface équivalente de  $1.8\%$  et  $0.8\%$ . La couverture totale des taches est donc de  $4.1\%$ .

Pour tester la performance de la méthode selon de  $v \sin i$  de l’étoile, nous le faisons varier de  $10$  à  $30 \text{ km s}^{-1}$ . L’ensemble des spectres reconstruits ainsi que les cartes reconstruites associées sont représentés Figure 3.6. Les paramètres de la reconstruction et des taches reconstruites sont indiqués dans la deuxième partie de la Table 3.3.

Cette simulation permet tout d’abord de montrer que les plages et les taches sombres ont une signature dans les spectres  $I$  bien différente :  $I$  se creusent clairement au passage d’une plage (e.g., vers la phase 0.7), alors qu’ils s’élargissent au passage d’une tache sombre (e.g., vers la phase 0.9).

On note que la topologie globale des taches reconstruites est conforme à celle initiale quelle que soit le  $v \sin i$ , avec également une proportion entre taches sombres et brillantes qui est respectée.

simu	$v \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	$\chi_r^2$ initial	$\chi_r^2$ final	% total	% cool	% hot	commentaires
Topologie simple (Figure 3.5)							
surface équivalente => cool = 1.6%, hot = 0.0%							
A	11	9	1.0	1.8	1.5	0.3	80° de latitude
	7	7	1.0	2.0	1.6	0.4	"
	11	29	1.0	2.1	1.7	0.4	50° de latitude
	7	25	1.0	2.2	1.7	0.5	"
Topologie complexe (Figure 3.6)							
surface équivalente => cool = 2.6%, hot = 1.5%							
B	10	68	1.0	5.0	3.0	2.0	échantillonnage
	15	61	1.0	4.7	2.9	1.8	régulier
	20	51	1.0	4.7	2.9	1.8	
	30	33	1.0	4.6	2.8	1.8	
C	10	38	1.0	5.2	3.1	2.1	échantillonnage
	15	34	1.0	4.9	2.9	2.0	aléatoire
	20	28	1.0	4.8	2.9	1.9	
	30	19	1.0	4.6	2.8	1.8	

TABLE 3.3 – Paramètres de l'image reconstruite. La colonne 1 mentionne la simulation, la colonne 2 le  $v \sin i$  de l'étoile. Les colonnes 3 et 4 indiquent le  $\chi_r^2$  initial et final de la reconstruction, et les colonnes 5-7 mentionnent le pourcentage de taches équivalentes reconstruites (total, plus froides et plus chaudes que la photosphère). La colonne 8 liste quelques commentaires.

Simulation A : reconstruction d'une unique tache sombre (voir Figure 3.5) à partir d'une couverture en phase régulière (55 points sur 2 cycles de rotation).

Simulation B : reconstruction de trois taches couvrant une surface équivalente de 4.1% (voir Figure 3.6) à partir d'une couverture en phase régulière (55 points sur 2 cycles de rotation).

Simulation C : reconstruction de trois taches couvrant une surface équivalente de 4.1% (voir Figure 3.6) à partir d'une couverture en phase aléatoire (26 points sur 3 cycles).

L'imagerie a donc bien permis de reconstruire les principales caractéristiques à la surface de l'étoile, au bruit observationnel près ( $\chi_r^2 = 1$ ). Lorsque le  $v \sin i$  augmente, la reconstruction est de plus en plus précise en terme de pourcentage de tache reconstruit. L'effet principal du  $v \sin i$  sur la reconstruction est donc de permettre d'obtenir une meilleure résolution sur l'image finale.

Par ailleurs, lorsque le  $v \sin i$  augmente, le  $\chi_r^2$  initial diminue (à échantillonnage et S/N donnés). En effet, l'effet de la rotation peut être vu en première approximation comme la convolution du profil de raie local par un profil de rotation dont la largeur est une fonction croissante du  $v \sin i$ . L'élargissement rotationnel conserve donc la largeur équivalente, et un  $v \sin i$  élevé diminue l'amplitude des signatures observées, et donc les écarts par rapport à un profil non taché.

#### Simulation C : reconstruction d'une topologie complexe avec un échantillonnage irrégulier.

Avec l'échantillonnage {2}, la couverture en phase est, comme pour des observations réelles, irrégulière, il existe un trou en phase de 10% de  $P_{\text{rot}}$  vers la phase 0.7, et nous avons seulement 8.6 observations par cycle en moyenne. La qualité de la reconstruction est peu affectée. On observe essentiellement un  $\chi_r^2$  initial plus petit qui reflète directement le nombre plus faible de données initiales, et des taches sensiblement plus étalées (+0.2% dans ce cas) par rapport à la couverture en phase régulière.

Nous pouvons enfin noter que, pour les simulations B et C, si l'on force le processus à ne reconstruire que des taches sombres, il nous est impossible d'atteindre  $\chi_r^2 = 1$ .

#### Reconstruction du jitter d'activité.

La cartographie des zones actives à la surface de l'étoile est faite pour modéliser, puis, *in fine*, filtrer le jitter d'activité stellaire. Dans le cas des rotateurs rapides, les larges déformations de profil induites par les variations de brillance relative à la surface de l'étoile font que, dans ce cas, la VR est calculée par la méthode des moments car l'ajustement du profil par une gaussienne n'est plus fonctionnel.

Pour évaluer la capacité à modéliser la courbe de VR grâce à l'imagerie Doppler, la dispersion des données une fois filtrée du jitter est calculée et présentée Table 3.4 (colonne 4). L'efficacité de l'imagerie dans la reconstruction du jitter d'activité est comparée avec celle de la méthode basée sur l'ajustement d'une courbe multi-périodique de périodes égales au fondamental et à ses premières harmoniques (e.g., Boisse et al., 2011) (modèles (a) à (c), colonne 5-7), et avec celle basée sur l'ajustement de  $V_r$  à partir de la droite d'anti-corrélation entre  $V_s$  (le velocity span) et  $V_r$  (modèle (d), colonne 8). La colonne 3 indique le bruit moyen sur la mesure de VR.

Notons tout d'abord que l'augmentation du  $v \sin i$  et l'effet induit d'élargissement du profil spectral, réduisent le rapport signal à bruit effectif, ou, autrement dit, augmentent le bruit intrinsèque sur les données de  $V_r$  (conformément à Bouchy et al., 2001).

Si l'on considère la méthode d'imagerie DI, l'évolution de la VR prédite par la carte reconstruite est semblable à celle initiale : nous obtenons des vitesses dont l'écart-type (rms) des résidus (données-modèle) est du même ordre de grandeur que celui du bruit des données. Les courbes de  $V_r$  et de  $V_s$  obtenues sont représentées Figure 3.7 (en vert).

Pour arriver à un ajustement multipériodique de performance équivalente à l'imagerie, il faut ajouter au minimum deux harmoniques. En effet, lorsque l'on analyse le périodogramme des données de  $V_r$  (Figure 3.8), on voit que les deux principales périodes affectées sont  $P_{\text{rot}}$  et  $P_{\text{rot}}/2$ , puis dans une moindre mesure  $P_{\text{rot}}/3$ . L'ajustement du jitter d'activité par imagerie est donc une méthode d'efficacité comparable à un ajustement par une courbe multipériodique, avec de plus l'avantage d'obtenir une représentation auto-cohérente de toutes les quantités concernées ( $V_r$ ,  $V_s$  et FWHM) ainsi que la distribution des taches à la surface de l'étoile sans hypothèse *a priori* sur leur répartition et leur nature.

Une autre technique potentielle pour diminuer la dispersion de  $V_r$  est d'utiliser l'anti-corrélation qui existe entre  $V_s$  et  $V_r$  (Section 2.1.1, et Melo et al. 2007; Boisse et al. 2011). La relation  $V_s$  vs.  $V_r$  peut être approchée par une droite d'équation  $aV_r + b$ , où  $a$  et  $b$  sont déterminés par moindres-carrés (Figure 3.13). Cette méthode peut être utilisée lorsque les variations de  $V_s$  sont représentatives de la déformation du profil, donc pour une étoile suffisamment active ( $v \sin i > 1 \text{ km s}^{-1}$ ). Cependant, dans ce cas présent des rotateurs rapides, utiliser l'équation de cette droite pour filtrer le jitter d'activité ne permet pas de beaucoup diminuer la dispersion des résidus (dernière colonne Table 3.4). L'amplitude des variations du bissecteur varie quadratiquement avec  $v \sin i$ , et celle de la VR varie linéairement. De ce fait, pour les forts  $v \sin i$ , la dispersion de  $V_r$  calculée à partir de  $V_s$  augmente, et la méthode n'est plus efficace.

Pour la simulation B, le périodogramme des résidus entre  $V_r$  modélisée par DI et  $V_r$  initiale est plat, avec aucun pic de puissance normalisée supérieure à 0.1. En comparaison, l'irrégularité de la



simu	$v \sin i$ km s <sup>-1</sup>	données m s <sup>-1</sup>	DI m s <sup>-1</sup>	(a) m s <sup>-1</sup>	(b) m s <sup>-1</sup>	(c) m s <sup>-1</sup>	(d) m s <sup>-1</sup>	commentaires
B	10	17.7 (277.1)	18.6 (273.5)	64.5 (269.5)	19.5 (276.4)	16.8 (276.6)	177.7 (329.2)	échantillonnage dense & régulier
	15	23.2 (413.1)	23.5 (408.5)	97.6 (401.3)	33.5 (411.7)	20.8 (412.5)	272.8 (495.0)	
	20	25.7 (548.8)	27.1 (544.5)	124.5 (534.5)	38.9 (547.4)	24.9 (548.2)	366.3 (659.8)	
	30	31.6 (825.3)	34.3 (819.2)	186.0 (804.1)	54.9 (823.5)	28.6 (824.8)	571.3 (1003.8)	
C	10	23.3 (271.9)	25.8 (269.06)	54.2 (266.5)	25.4 (270.9)	(19.2) (270.8)	228.8 (355.4)	échantillonnage irrégulier
	15	30.1 (402.4)	29.9 (394.3)	81.8 (393.9)	31.1 (401.4)	25.9 (401.2)	315.6 (402.4)	
	20	34.9 (537.6)	39.1 (531.4)	106.7 (526.9)	40.8 (536.3)	33.7 (536.1)	413.6 (678.3)	
	30	39.5 (814.8)	48.5 (796.5)	161.3 (798.7)	49.6 (813.6)	34.6 (813.3)	615.7 (1021.3)	

TABLE 3.4 – La colonne 1 indique simulation étudiée ({B} ou {C}). Le RMS du bruit intrinsèque de la vitesse radiale  $V_r$  initiale et listé colonne 3, en vert. Les colonnes 4-8 indiquent en bleu le RMS des résidus entre  $V_r$  modélisée et  $V_r$  initiale selon différentes méthodes pour différents  $v \sin i$  (indiqué colonne 2). Le modèle par imagerie Doppler (DI) est indiqué colonne 4. Les modèles (a) à (c) représentent respectivement un ajustement multipériodique à 1 harmonique (colonne 5), 2 harmoniques (colonne 6) et 3 harmoniques (colonne 7). La colonne 8 donne les résultats associés au modèle (d). Entre parenthèses et en noir est indiqué le RMS de la courbe de  $V_r$ .

couverture en phase (simulation C) introduit du bruit dans le périodogramme résiduel. On y observe également que le pic à  $P_{\text{rot}}$  est légèrement moins bien ajusté. Ce résultat se traduit par un moins bon rms des vitesses résiduelles (cf Table 3.4, cas C). Cependant, l'ajustement par l'imagerie reste aussi efficace que celui par une courbe multipériodique, avec l'avantage essentiel d'obtenir une modélisation auto-cohérente de l'ensemble des paramètres caractérisant la CCF ( $V_r$ ,  $V_s$  et FWHM) ainsi que la distribution en brillance des taches à la surface de l'étoile.

### Conclusion :

La reconstruction des cartes que j'obtiens est fidèle au modèle original. Un faible  $v \sin i$  et/ou une couverture en phase trop irrégulière vont dégrader le niveau de détail reconstruit, mais les caractéristiques principales restent fidèles à celles de la carte initiale. Cette description est utilisée par la suite pour ajuster le jitter des étoiles jeunes en rotation rapide (T Tauri). Les cartes obtenues auront un niveau de détail d'autant plus important que le  $v \sin i$  de l'étoile augmente. Avec l'augmentation du taux de rotation, le seuil de détection planétaire se dégrade, et les planètes détectables deviennent de plus en plus massives et/ou proches de l'étoile centrale (pour  $M_\star$  donnée).

L'obtention des cartes de brillance permet ensuite de modéliser le jitter d'activité tout aussi fidèlement. L'avantage de l'imagerie DI est de permettre au filtrage de ne pas s'effectuer en aveugle et de s'adapter à chaque étoile. Autours des T Tauri, nous cherchons à révéler la présence de jeunes Jupiters chauds, dont les signatures en VR ont souvent une semi-amplitude  $K$  typique de quelques

centaines de  $\text{m s}^{-1}$  (par exemple  $K = 190 \text{ m s}^{-1}$  pour une planète géante de  $1 M_{\text{Jup}}$  située à 0.05 UA d'une étoile centrale de  $1 M_{\odot}$ ). Le filtrage par DI que nous utilisons permettant d'atteindre une précision de l'ordre de  $40 \text{ m s}^{-1}$  (pour  $v \sin i \sim 30 \text{ km s}^{-1}$ , et  $S/N = 4000$ ), les planètes géantes en formation et proches de leur étoile peuvent en principe être détectées.

### (ii) Rotateurs lents

Pour les  $v \sin i$  faibles ( $< 5 \text{ km s}^{-1}$ ), la description des taches est différente, elle se fait par le biais d'un facteur de remplissage (ou "filling factor"). Par ailleurs, il faut calculer un nouveau jeu de données  $I'$  à partir des résidus RI pour alimenter le code d'imagerie (voir Section 3.2.3). La reconstruction directe à partir de  $I$  n'est en effet pas possible avec des observations réelles sur des rotateurs lents, pour lesquels les paramètres stellaires du profil moyen ne sont pas bien contraints. Il faut dans ce cas suivre les étapes présentées Figure 3.3 pour obtenir un nouvel ensemble de profils  $I'$ .

Pour évaluer les performances de cette description d'une part, et l'impact de l'utilisation des résidus d'autre part, on considère une étoile dont l'axe de rotation est incliné de  $60^\circ$  par rapport à la ligne de visée, et de  $v \sin i$  variables ( $1$  à  $4 \text{ km s}^{-1}$ ), avec deux taches sombres de brillance relative par rapport à la photosphère  $b$  fixée à 50%. La première tache a une taille  $f_t$  de 3% avec un facteur de remplissage de 60% ( $C_j = 0.4$ ) à  $20^\circ$  de latitude, la deuxième fait  $f_t = 1.5\%$  avec un facteur de remplissage de 80% ( $C_j = 0.2$ ) à  $50^\circ$  de latitude. Les taches occupent donc au total une surface équivalente de 1.5%. Le profil local dans une tache est environ  $w = 15\%$  plus large que celui de la photosphère.

La simulation D se fait en se basant sur une couverture en phase dense et régulière, pour la simulation E, les observations sont irrégulières. Le  $S/N$  des profils LSD modélisés est de 4000 (proche de celui observé pour les naines M, voir Chapitre 4), et la résolution est comme précédemment de 100 000. Les cartes (initiales et reconstruites) en utilisant les résidus sont présentées Figure 3.9, et les paramètres de la reconstruction et des taches reconstruites sont indiqués Table 3.5.

#### Reconstruction des cartes

Pour valider l'utilisation du profil moyen et des résidus RI, la reconstruction à partir des profils  $I'$  est comparée à celle utilisant directement  $I$ . On constate qu'avec la méthode directe, la reconstruction de la carte est possible jusqu'au niveau de bruit ( $\chi_r^2 = 1$ ). Dans le cas des rotateurs lents, le  $\chi_r^2$  initial diminue avec  $v \sin i$ . Contrairement au cas précédent, l'effet d'élargissement du profil par la rotation est faible. Lorsque le  $v \sin i$  diminue, l'information en longitude est davantage moyennée, les déformations des profils deviennent moins prononcées, et les écarts entre un profil non taché et le profil taché diminuent (d'où un  $\chi_r^2$  initial plus faible à  $v \sin i = 1 \text{ km s}^{-1}$  qu'à  $v \sin i = 4 \text{ km s}^{-1}$ ). Cette perte de résolution à très faible  $v \sin i$  se traduit par un étalement de la tache reconstruite et une sensible sous-estimation de la couverture totale des taches.

Le même phénomène de perte de résolution est observé et est amplifié lorsqu'on utilise le profil moyen et les résidus pour reconstruire la distribution des taches. En effet, la résolution de l'image décroît d'une part avec  $v \sin i$ , et d'autre part par l'utilisation de la moyenne qui induit une perte d'information. Dès lors, les données ne sont plus ajustées au niveau de bruit près, et cela se traduit

simu	$v \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	$\chi^2$ initial	$\chi^2$ final	% total de tache sombre
Imagerie à partir de $I$				
D	1	6.5	1.0	1.35
	2	12.2	1.0	1.45
	4	24.9	1.0	1.50
E	1	4.7	1.0	1.30
	2	8.1	1.0	1.45
	4	17.4	1.0	1.50
Imagerie à partir de $I'$				
D	1	4.7	1.13	1.35
	2	11.5	1.11	1.40
	4	24.7	1.0	1.50
E	1	3.3	1.15	1.25
	2	8.2	1.1	1.40
	4	18.0	1.0	1.45

TABLE 3.5 – Paramètres de l'image reconstruite. La colonne 1 précise la simulation considérée, la colonne 2 indique le  $v \sin i$  de l'étoile. Les colonnes 3 et 4 indiquent le  $\chi_r^2$  initial et final de la reconstruction, et la colonne 5 mentionne le pourcentage total de taches reconstruites. L'étoile simulée à un axe de rotation incliné à  $60^\circ$ , et deux taches sombres couvrant une surface équivalente de 3%. En noir sont indiqués les résultats obtenus avec la reconstruction à partir de  $I$ , en bleu ceux obtenus avec la reconstruction à partir de  $I'$ .

Simulation D : reconstruction à partir de la couverture en phase régulière.

Simulation E : reconstruction à partir de la couverture en phase aléatoire.

par un  $\chi_r^2$  final légèrement supérieur à 1. Cette perte d'information est d'autant plus marquée pour une tache polaire car cette dernière reste visible tout au long de la rotation. Aussi dans l'exemple présenté avec les simulations D et E, la tache située à  $50^\circ$  est elle moins bien reconstruite (car quasiment toujours visible) que celle située à  $20^\circ$  de latitude.

Avec une couverture en phase irrégulière, on constate une faible dégradation de l'ajustement (*i.e.*, augmentation de  $\chi_r^2$  final). La quantité de taches reconstruites est peu affectée.

Avec cette description, le code ajuste le facteur de remplissage  $C_j$  des cellules pour une brillance relative  $b$ , et un élargissement relatif  $w$  dans la tache donnés. Ces deux paramètres peuvent être ajustés pour obtenir la meilleure reconstruction. Ils ne sont pas totalement indépendants, et si la brillance dans la tache est sous-estimée, alors l'élargissement associé devra être sur-estimé, sinon des taches polaires apparaissent pour augmenter FWHM sans induire de variations de  $V_T$ . Par la suite, les valeurs choisies pour  $b$  et  $w$  sont celles amenant la meilleure reconstruction de  $V_T$ ,  $V_S$ , et FWHM (RMS des résidus les plus faibles), avec le plus faible  $\chi_r^2$  initial et final et associé à la convergence la plus rapide (une dizaine d'itérations). Notons cependant que plus  $v \sin i$  augmente, plus l'impact de  $w$  est faible car la rotation devient prédominante devant le profil intrinsèque.

La Figure 3.10 présente d'une part les résidus RI obtenus selon les deux procédés d'imagerie, et d'autre part les spectres dynamiques associés pour  $v \sin i = 1 \text{ km s}^{-1}$ . Les déformations de profils n'excèdent pas 0.5% du continu (niveau de déformation proche de celui observé dans le cas des naines M, voir Chapitre 4). La représentation de la carte sous forme de spectres dynamiques révèle claire-

ment le passage des taches devant le méridien central, avec une signature migrant entre  $\pm 4 \text{ km s}^{-1}$ . On reconnaît les traces caractéristiques (voir aussi Figure 2.16) autour des phases 0.5 et 0.9. Le code d'imagerie parvient à les reproduire sans difficulté.

#### Modélisation du jitter d'activité

La capacité à modéliser la courbe de VR à l'aide des cartes de la topologie des taches reconstruites est présentée Table 3.6.

simu	$v \sin i$ $\text{km s}^{-1}$	données $\text{m s}^{-1}$	DI $\text{m s}^{-1}$	DI par RI $\text{m s}^{-1}$	(a) $\text{m s}^{-1}$	(b) $\text{m s}^{-1}$	(c) $\text{m s}^{-1}$	(d)	commentaires
D	1	1.5 (11.7)	2.0 (9.8)	2.4 (10.0)	4.9 (10.7)	1.6 (11.6)	1.5 (11.6)	12.9 (17.5)	couverture en phase dense & régulière
	2	1.7 (24.0)	2.4 (22.2)	2.4 (23.0)	10.4 (21.7)	2.1 (23.9)	1.5 (24.0)	11.9 (26.8)	
	4	2.9 (50.8)	3.2 (48.7)	3.2 (50.7)	25.3 (44.0)	6.3 (50.4)	2.8 (50.7)	27.3 (57.7)	
E	1	1.6 (10.0)	1.8 (9.3)	2.1 (8.6)	3.6 (9.2)	1.7 (9.3)	1.4 (9.9)	17.7 (20.3)	couverture en phase irrégulière
	2	1.8 (19.8)	1.8 (18.5)	2.1 (18.4)	8.3 (18.0)	2.0 (19.7)	1.2 (19.8)	13.4 (24.7)	
	4	3.2 (41.8)	3.2 (39.6)	3.3 (40.2)	18.5 (37.5)	4.6 (41.5)	2.6 (41.7)	31.3 (52.0)	

TABLE 3.6 – La colonne 1 indique simulation étudiée ( $\{D\}$  ou  $\{E\}$ ). Le RMS du bruit intrinsèque de la vitesse radiale  $V_r$  initiale et listé colonne 3, en vert. Les colonnes 4-9 indiquent en bleu le RMS des résidus entre  $V_r$  modélisée et  $V_r$  initiale selon différentes méthodes pour différents  $v \sin i$  (indiqué colonne 2). Le modèle par imagerie Doppler (DI) est indiqué colonne 4, les résultats du modèle par DI à partir des résidus RI est donné colonne 5. Les modèles (a) à (c) représentent respectivement un ajustement multipériodique à 1 harmonique (colonne 6), 2 harmoniques (colonne 7) et 3 harmoniques (colonne 8). La colonne 9 donne les résultats associés au modèle (d). Entre parenthèses et en noir est indiqué le RMS de la courbe de  $V_r$ .

Tout d'abord, la dispersion des résidus augmente typiquement comme  $\sqrt{v \sin i}$  (Bouchy et al., 2001). Notons que pour ces faibles valeurs de  $v \sin i$ , la mesure de la VR se fait par ajustement d'une gaussienne sur le profil moyen obtenu à chaque phase d'observation. On constate que l'imagerie permet d'obtenir des vitesses radiales dont le rms des résidus (données-modèle) est du même ordre de grandeur que celui du bruit des données, et le passage par les résidus RI ne dégrade pas la modélisation de  $V_r$ . Les deux types de reconstruction (à partir de  $I$  et à partir de  $I'$ ) permettent d'ajuster  $V_r$  au bruit près.

Les courbes de  $V_r$ ,  $V_s$ , et FWHM obtenues dans le cas de  $v \sin i = 1 \text{ km s}^{-1}$  sont représentées Figure 3.11 pour la simulation E. Les périodogrammes des  $V_r$  sont présentés Figure 3.12. On remarque que  $P_{\text{rot}}$  et  $P_{\text{rot}}/2$  sont les périodes les plus affectées par l'activité stellaire associée à cet exemple. Elles sont toutes les deux en grande partie filtrées par l'imagerie (à partir de  $I$  et  $I'$ ), avec le périodogramme des vitesses résiduelles qui ne montre plus aucun pic dominant (à l'exception du pic à  $0.7P_{\text{rot}}$  dû à un alias d'observation).

La qualité du filtrage par imagerie est semblable à avec celle obtenue avec une modélisation par

un ajustement multipériodique avec  $P_{\text{rot}}$  et ses deux premières harmoniques (modèle (b) dans la Table 3.6).

La technique basée sur l'utilisation de l'anti-corrélation qui existe entre  $V_s$  et  $V_r$  (voir § précédent sur les rotateurs rapides), permet, dans le cas des étoiles faiblement actives, de réduire sensiblement la dispersion des résidus (dernière colonne Table 3.6 et Figure 3.13). Cette méthode assure un retrait partiel du jitter d'activité (25 à 50%), et les paramètres orbitaux de planètes peuvent être mieux contraints (Melo et al., 2007; Boisse et al., 2011, pour HD102195, et HD189733, resp.). Son efficacité reste néanmoins nettement plus faible que celle de l'imagerie qui permet d'atteindre une dispersion cinq fois plus petite après filtrage. Cette méthode peut être utilisée lorsque les variations de  $V_s$  sont représentatives de la déformation du profil, donc pour une étoile suffisamment active ( $v \sin i > 1 \text{ km s}^{-1}$ ), mais pas trop, car  $V_s$  variant quadratiquement avec  $v \sin i$ , et  $V_r$  linéairement, au delà d'un  $v \sin i$  typiquement de l'ordre de 5-6  $\text{km s}^{-1}$ ,  $V_r$  et  $V_s$  ne sont plus bien corrélées et présentent un déphasage relatif non négligeable.

### Conclusion :

L'utilisation du profil moyen et des résidus RI peut entraîner une sous-estimation de la couverture totale qui augmente quand  $v \sin i$  diminue, et peut devenir importante en présence d'une tache polaire. L'ajustement des variations de VR à partir de la carte en brillance reconstruite reste proche du bruit d'observation, et est équivalent à un ajustement d'une fonction multipériodique avec deux harmoniques (ou plus). L'imagerie Doppler donne accès aux caractéristiques principales des propriétés à grande échelle de la surface stellaire, induisant des signaux stables sur 2 à 3 cycles de rotation stellaire. Plus le  $v \sin i$  est faible, plus un soin particulier doit être apporté à la régularité des données pour veiller à ne pas dégrader la qualité de la reconstruction. La description utilisée permet généralement une dispersion proche du bruit de photon après filtrage du jitter ; cela peut être suffisant pour accéder, dans le visible, à des signaux planétaires, non synchrones, de quelques  $\text{m s}^{-1}$ , autour d'étoiles modérément actives. L'avantage principal de cette méthode est que le filtrage ne se fait pas à l'aveugle, et s'adapte autant que possible à l'étoile observée. Par ailleurs elle permet également de faire une modélisation auto-cohérente des paramètres impliqués et de la distribution de taches à la surface de l'étoile.

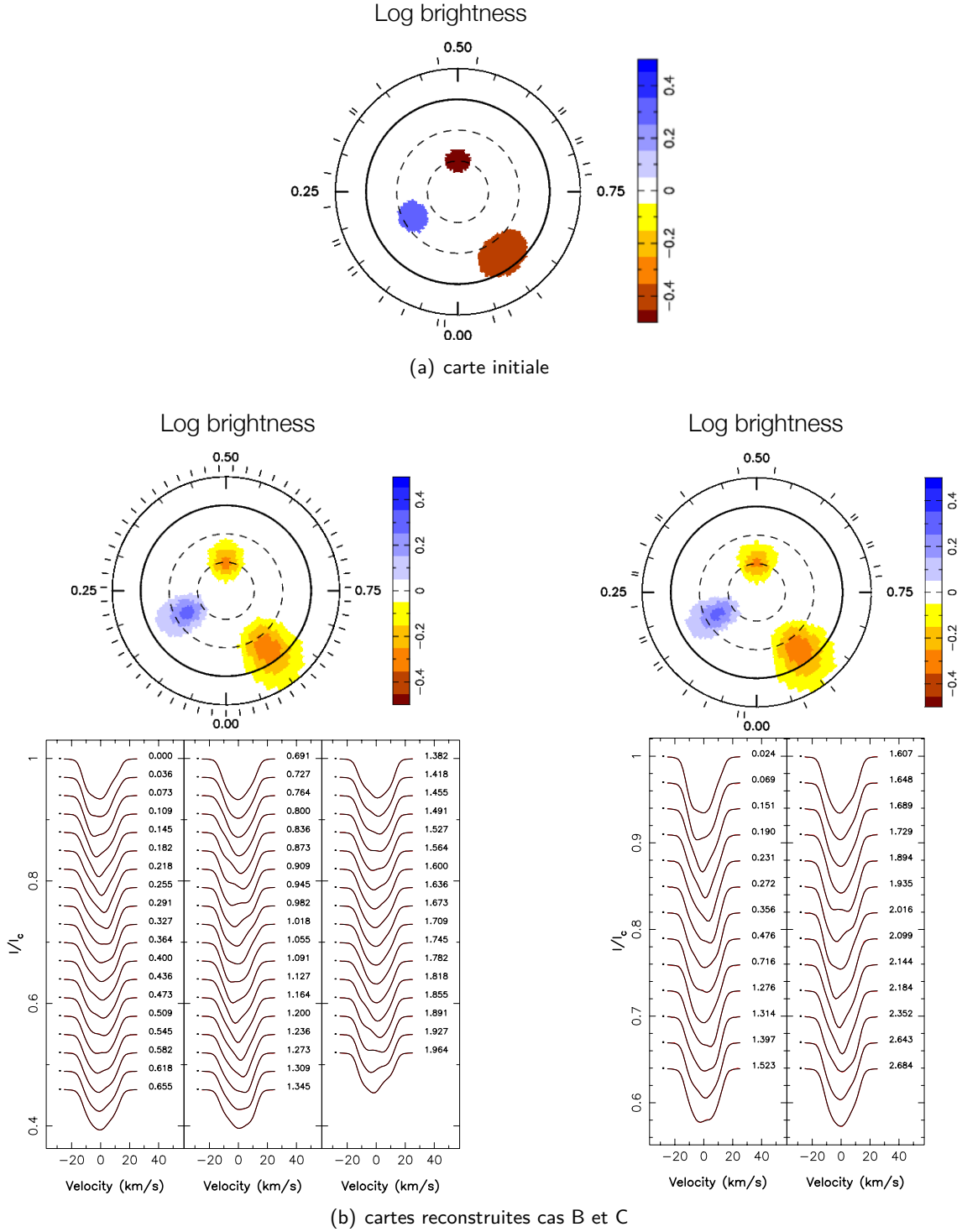


FIGURE 3.6 – Simulation dans le cas d'une étoile de  $v \sin i = 15 \text{ km s}^{-1}$  avec  $i = 60^\circ$ . La surface de l'étoile se caractérise par 3 taches : une couvrant 1.5% de la surface totale de l'étoile (*i.e.*,  $f_t = 1.5\%$ ) avec  $b_j = 2$  (*i.e.*, tache 100% plus brillante que la photosphère calme) à une latitude de  $40^\circ$ , et deux taches sombres, une avec  $f_t = 1\%$  et  $b_j = 0.8$  à  $60^\circ$  de latitude, et une avec  $f_t = 3\%$  et  $b_j = 0.4$  ( $60\%$  plus sombre que la photosphère) à  $15^\circ$  de latitude. Le % total de tache est donc de 4.1%. *Partie supérieure* : carte en brillance initiale (panneau supérieur), cartes reconstruites à partir d'un échantillonnage dense et régulier (au centre, à gauche), et aléatoire (au centre, à droite). Chaque petit trait autour de l'image indique les phases d'observation. L'échelle de couleur logarithmique représente la brillance de la tache (bleu = tache brillante, brun = tache sombre, blanc = photosphère calme). *Partie inférieure* : spectres  $I$  reconstruits en noir, et initiaux en rouge. À droite de chacun des spectres est indiquée la phase d'observation.

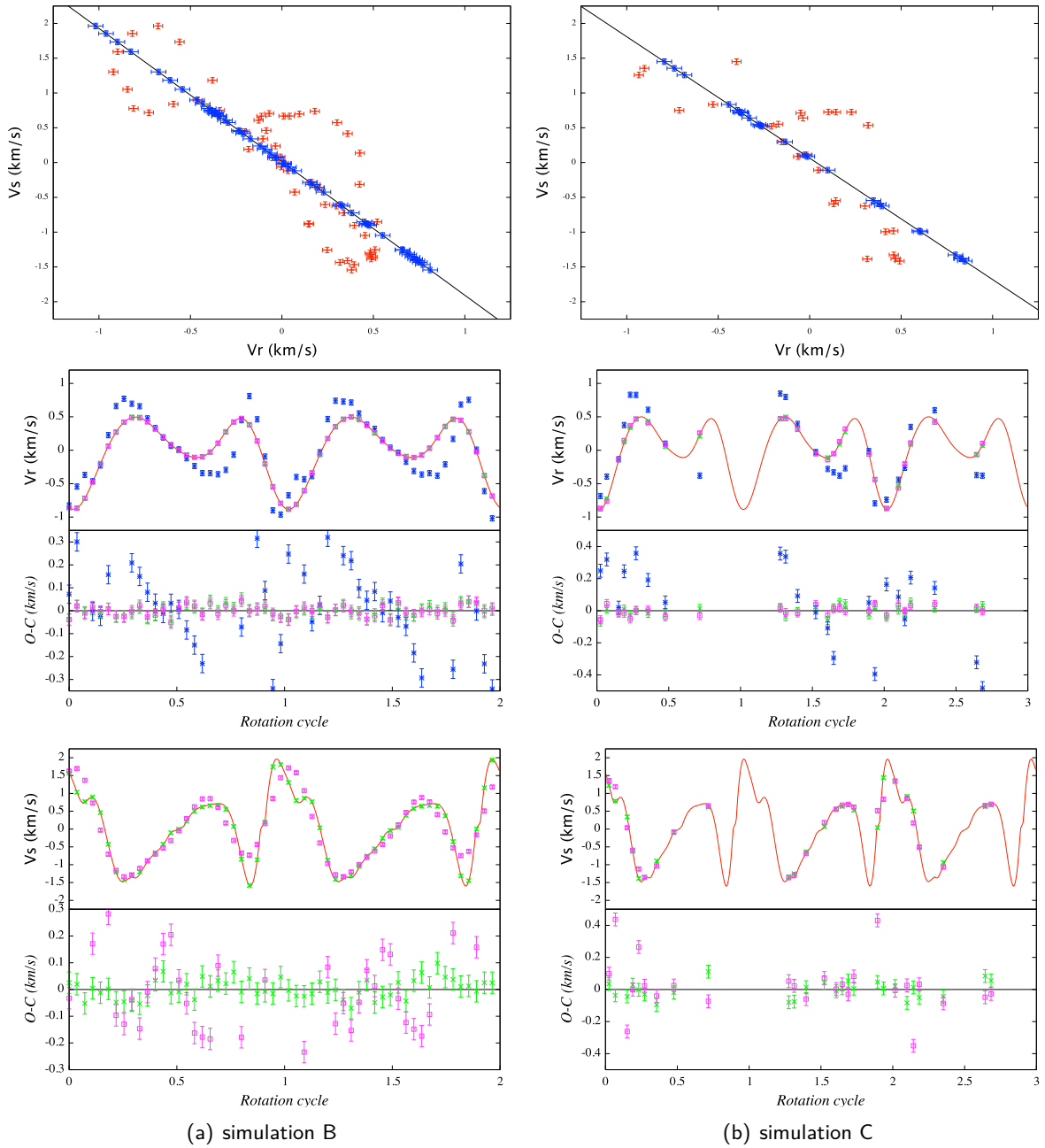


FIGURE 3.7 – Courbes de  $V_r$  et  $V_s$  associées aux simulations dont les caractéristiques sont rappelées Figure 3.7. La partie gauche illustre les résultats de la simulation B, celle de droite de la simulation C.

Le panneau supérieur représente  $V_s$  vs.  $V_r$ . Les données sont représentées par des points rouges. La droite en trait continu noir modélise l'anti-corrélation entre  $V_s$  et  $V_r$ . La vitesse radiale déduite de ce modèle linéaire est en bleu.

$V_r$  (panneau central) et  $V_s$  (panneau inférieur) associées à une étoile telle que  $v \sin i = 15 \text{ km s}^{-1}$ , et  $i = 60^\circ$ , couverte par 2 taches sombres et 1 tache brillante comme indiqué Figure 3.6. Les données initiales sont en trait continu rouge, celles reconstruites par imagerie sont en vert, celles ajustées avec une courbe multipériodique (fondamental + 2 harmoniques) sont en rose, celles ajustées à partir de l'anti-corrélation entre  $V_s$  et  $V_r$  sont en bleu. À chaque image sont associés les résidus (O-C).

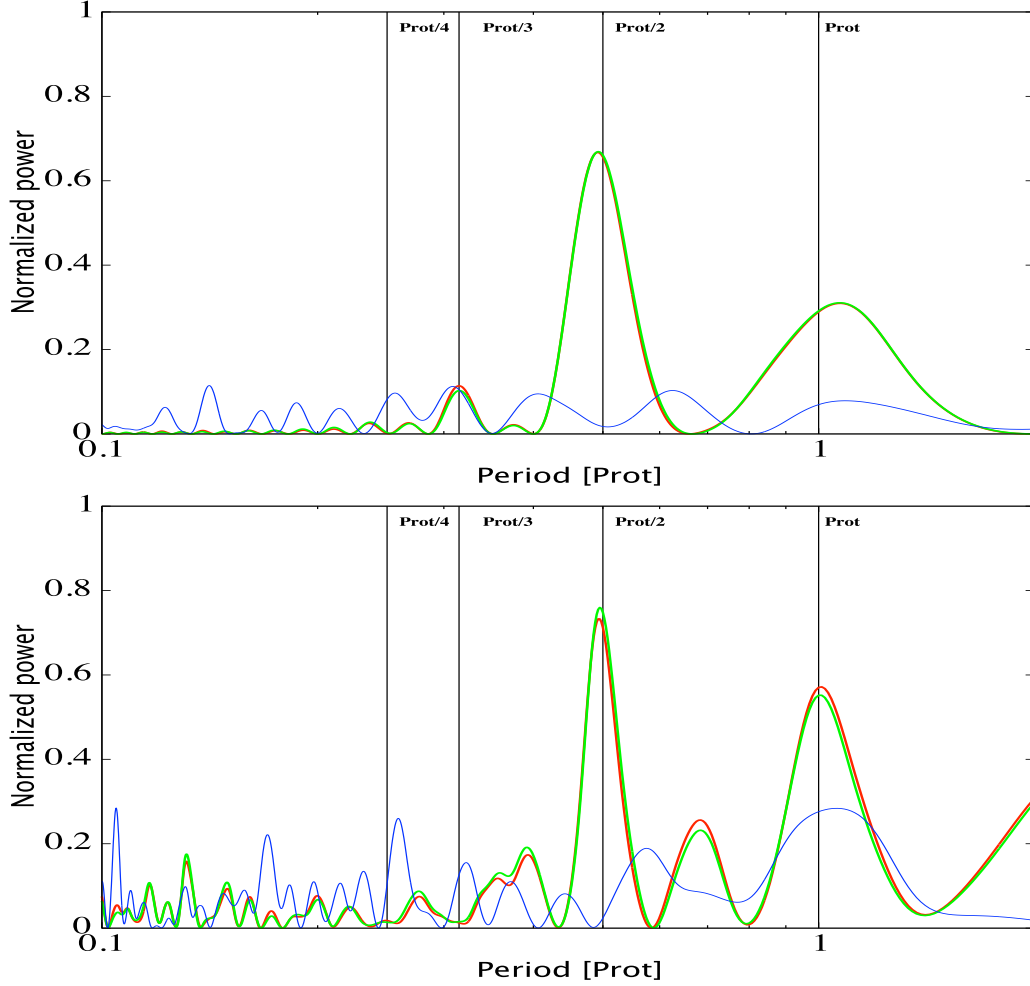


FIGURE 3.8 – Périodogrammes de  $V_r$  associés aux simulations dont les caractéristiques sont rappelées Figure 3.7. *En haut* : Périodogrammes de  $V_r$  pour la simulation B (couverture en phase dense et régulière). Le périodogramme des données initiales est tracé en rouge, celui des données reconstruites par imagerie est tracé en vert, et celui des résidus est en bleu. Les traits verticaux indiquent de gauche à droite :  $P_{\text{rot}}/4$ ,  $P_{\text{rot}}/3$ ,  $P_{\text{rot}}/2$  et  $P_{\text{rot}}$ .

*En bas* : Idem, pour la simulation C (couverture en phase irrégulière).

Notons que, dans les périodogrammes de  $V_r$  initiale et de  $V_r$  reconstruite, le signal à la puissance  $\sim 0.70 P_{\text{rot}}$  est dû à un alias d'observation. En effet si  $P_{\text{rot}}$  est la période à mesurer, et si on note  $P_{\text{obs}}$  la périodicité des observations, alors la période d'un alias est donnée par :  $P_{\text{alias}} = \frac{1}{1/P_{\text{obs}} - 1/P_{\text{rot}}}$ . Or il existe deux trous principaux dans les observations d'une durée d'environ  $0.4 P_{\text{rot}}$ , i.e.,  $P_{\text{alias}} = 0.67 P_{\text{rot}}$ .



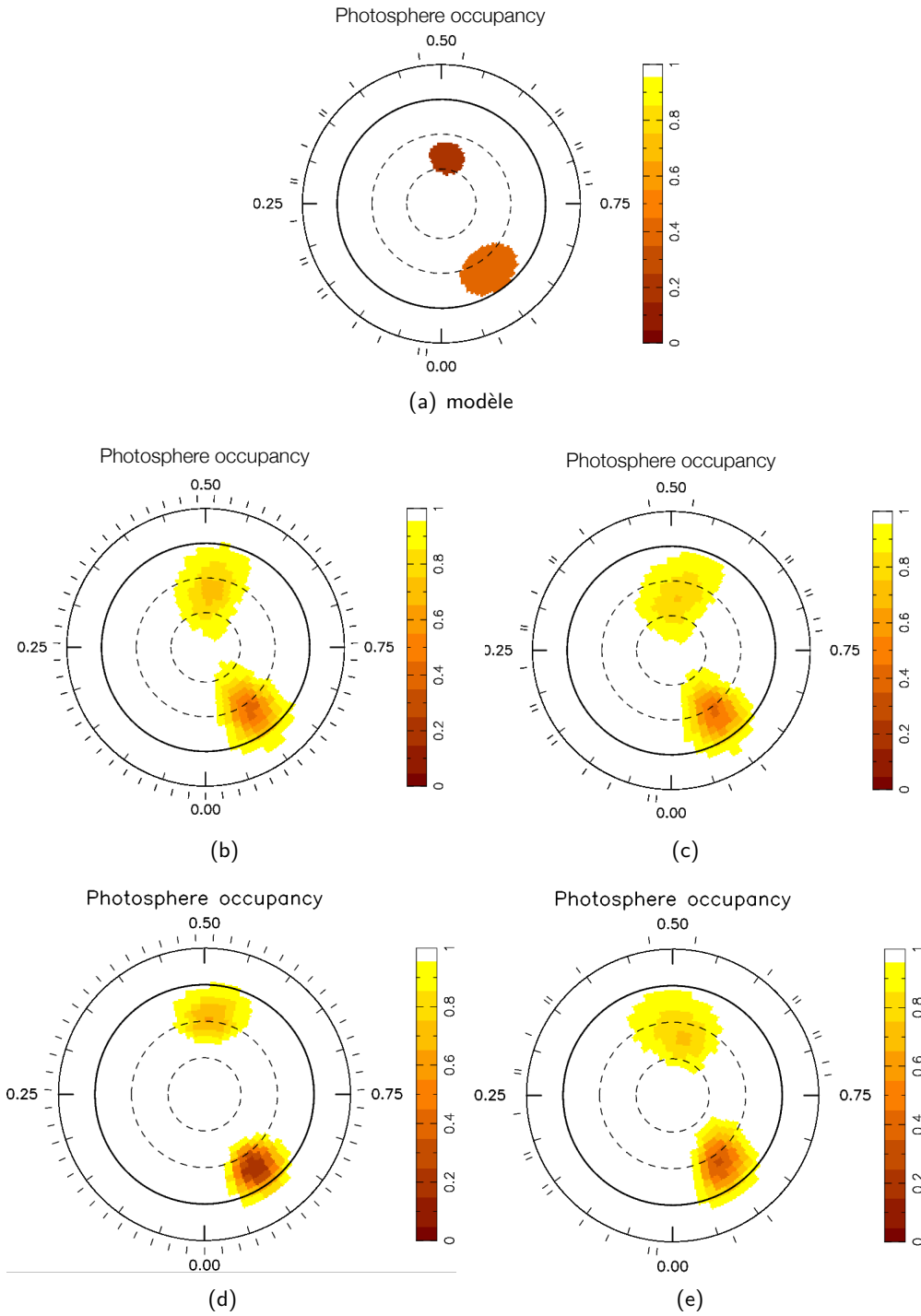


FIGURE 3.9 – Simulation dans le cas d'une étoile telle que  $v \sin i = 1 \text{ km s}^{-1}$  et  $i = 60^\circ$ , avec deux taches sombres couvrant au total une surface équivalente de 1.5%. (b) et (c) sont obtenues par imagerie Doppler à partir des profils  $I$ , avec respectivement la couverture en phase dense & régulière et irrégulière. (d) et (e) sont obtenues par imagerie Doppler à partir des profils  $I'$  (tel que définis Figure 3.3), pour respectivement la couverture en phase dense & régulière et irrégulière. L'échelle de couleur représente le facteur de remplissage de chaque cellule par la photosphère. Le blanc est associé à une cellule entièrement couverte par la photosphère calme ( $C_j = 1$ ), le marron sombre à une cellule couverte à 100% par une tache sombre de brillance relative  $b = 0.5$  ( $C_j = 0$ ).

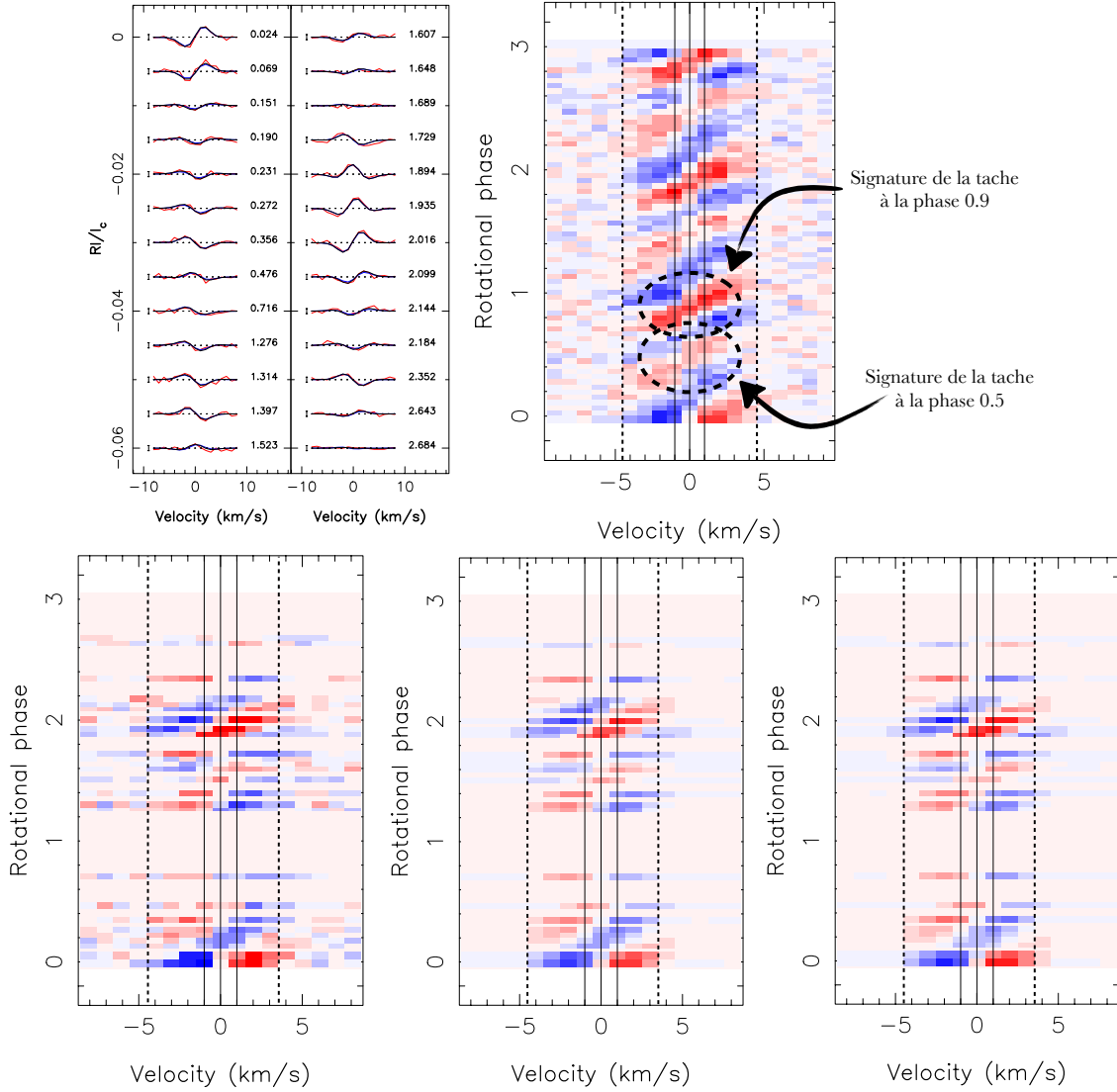


FIGURE 3.10 – Le rang du haut correspond aux spectres RI et aux spectres dynamiques des résidus RI pour  $v \sin i = 1 \text{ km s}^{-1}$ . De gauche à droite, la figure 1 correspond aux résidus RI avec en rouge les données, en noir le modèle par imagerie à partir de  $I$ , et en bleu le modèle à partir de  $I'$ . Les figures 2, 3 et 4, sont les spectres dynamiques correspondants. Les traits verticaux continus représentent  $0 \text{ km s}^{-1}$  et  $\pm v \sin i$ , les traits verticaux en pointillés matérialisent la largeur du profil.

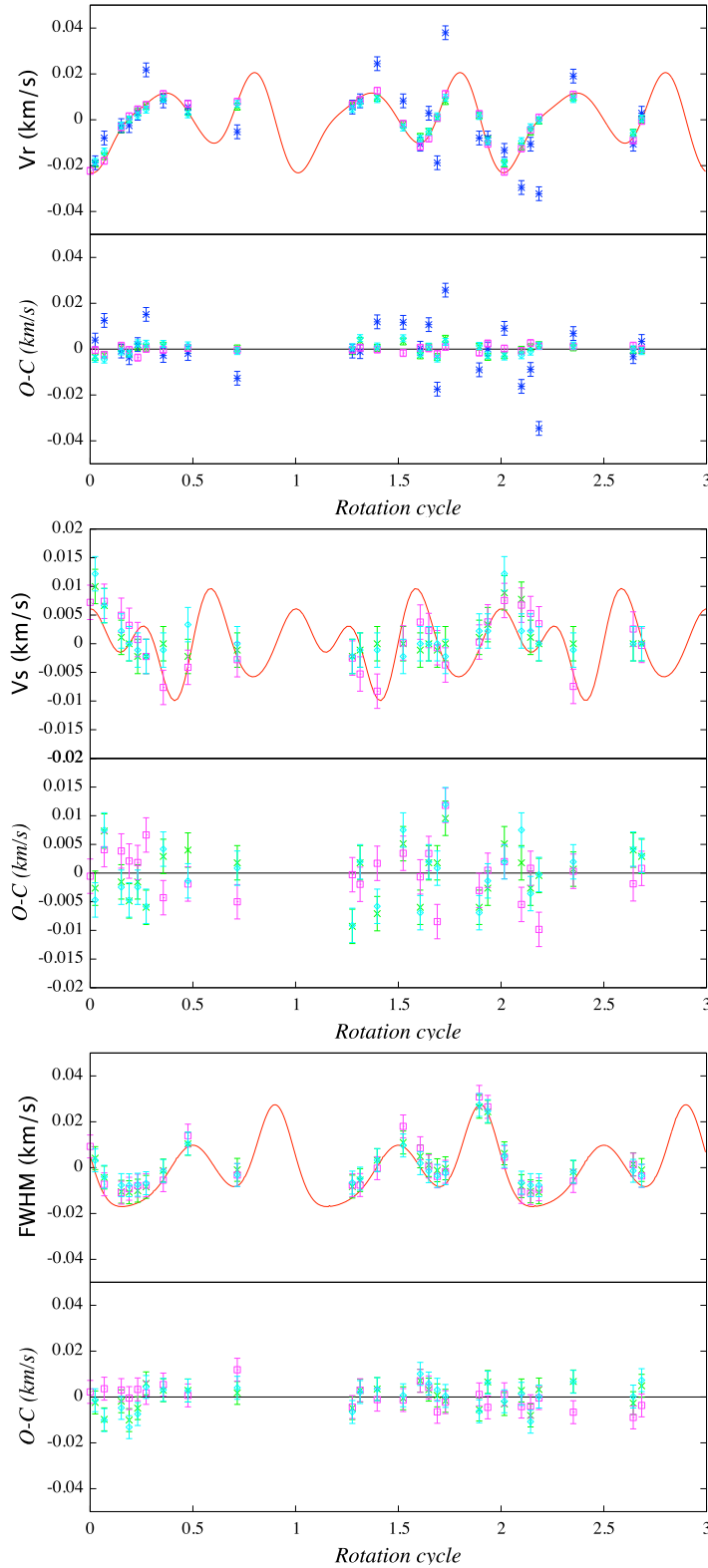


FIGURE 3.11 – Courbes de  $V_r$ ,  $V_s$  et FWHM associé à la distribution de tache présentée Figure 3.9, pour une étoile de  $v \sin i = 1 \text{ km s}^{-1}$ .

*En haut :* évolution de  $V_r$  (en rouge), et des  $V_r$  calculées grâce aux cartes reconstruites à partir des spectres  $I$  (en turquoise), des spectres  $I'$  (en vert), d'un ajustement multipériodique (en rose), et de l'anti-corrélation entre  $V_s$  et  $V_r$  (en bleu). Les résidus O-C de  $V_r$  sont tracés dans la partie inférieure. *Au centre :* évolution de  $V_s$  (en rouge), et des  $V_s$  calculées grâce aux cartes reconstruites à partir des spectres  $I$  (en turquoise), des spectres  $I'$  (en vert), d'un ajustement par une fonction multipériodique (fondamental + 2 harmoniques, en rose). Les résidus O-C de  $V_s$  sont tracés dans la partie inférieure. *En bas :* Idem pour FWHM.

Notons que les ajustement multipériodiques des 3 paramètres sont, contrairement à l'ajustement par DI, indépendants les uns des autres.

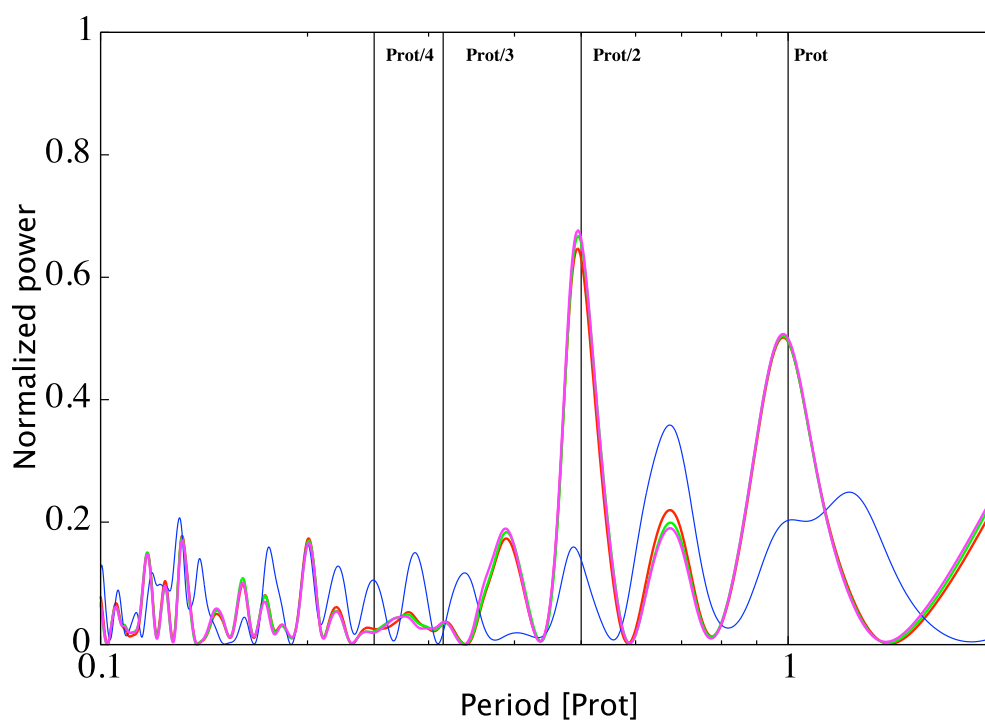


FIGURE 3.12 – Périodogrammes des  $V_r$ . Le périodogramme des données initiales est tracé en rouge, celui des données reconstruites par imagerie est tracé en vert, celui des données reconstruites à partir des résidus est tracé en rose, et celui des résidus de VR est en bleu. Les traits verticaux indiquent de gauche à droite :  $P_{\text{rot}}/4$ ,  $P_{\text{rot}}/3$ ,  $P_{\text{rot}}/2$  et  $P_{\text{rot}}$ .

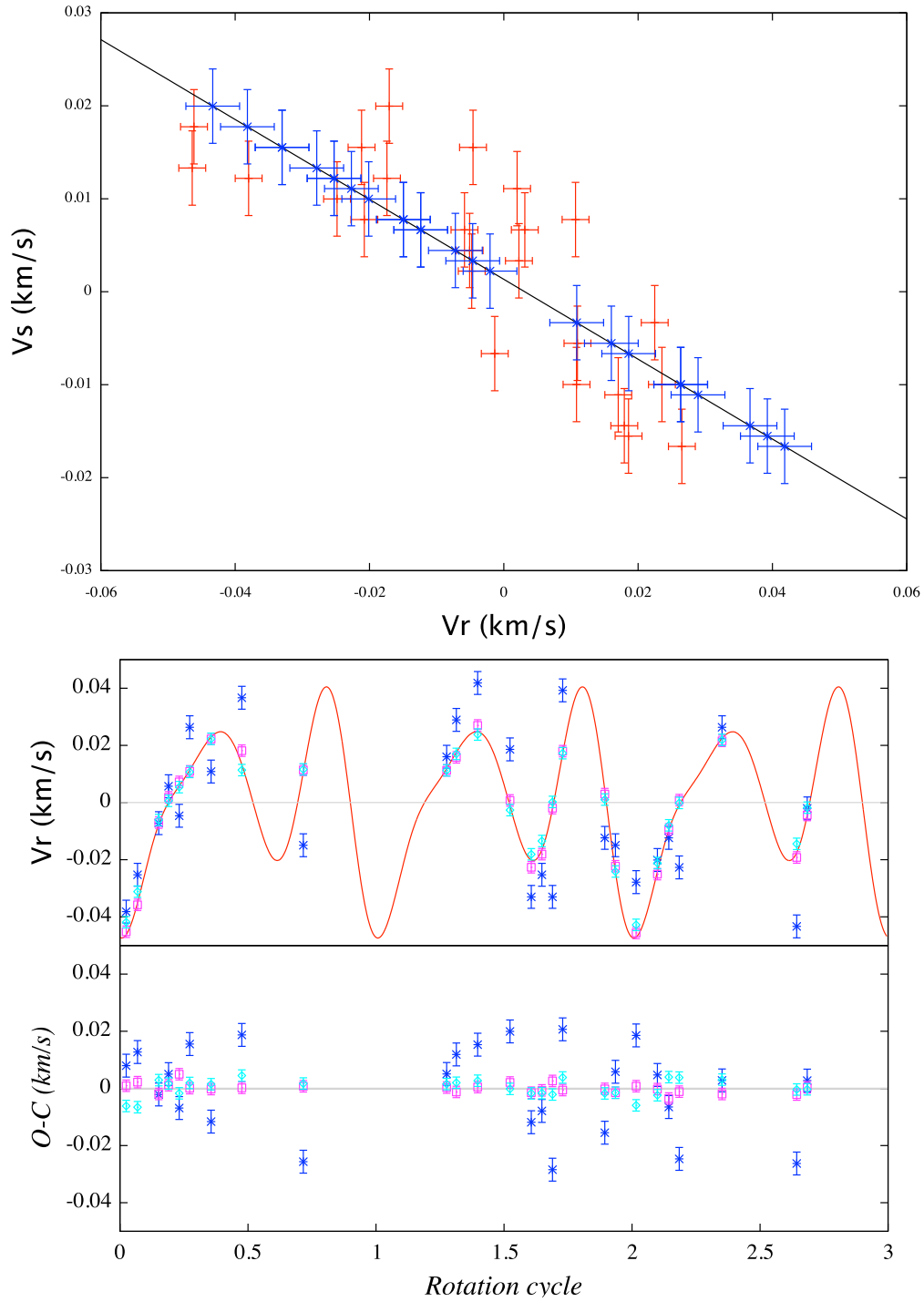


FIGURE 3.13 – À gauche : anti-corrélation  $V_s$  vs.  $V_r$  associée à la distribution de tache présentée Figure 3.9, pour  $v \sin i = 2 \text{ km s}^{-1}$ . À droite : évolution de  $V_r$  (en rouge), et des  $V_r$  calculées grâce aux cartes reconstruites à partir des spectres  $I$  (en turquoise), des spectres  $I'$  (en vert), d'un ajustement sinusoïdal à 2 harmoniques (en rose), et de l'anti-corrélation entre  $V_s$  et  $V_r$  (en bleu). Les résidus O-C de  $V_r$  sont tracés dans la partie inférieure.

## CHAPITRE 4

# APPLICATION SUR UN ÉCHANTILLON D'ÉTOILES DE TYPE SPECTRAL M

### Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Justification de l'étude . . . . .</b>	<b>86</b>
4.1.1	Objectif . . . . .	86
4.1.2	Sélection des cibles . . . . .	87
<b>4.2</b>	<b>Caractéristiques générales des spectres collectés . . . . .</b>	<b>88</b>
<b>4.3</b>	<b>Modélisation du champ magnétique . . . . .</b>	<b>91</b>
4.3.1	Courbes de champ longitudinal et $P_{\text{rot}}$ . . . . .	92
4.3.2	Topologie magnétique des étoiles M de l'échantillon . . . . .	94
<b>4.4</b>	<b>Modélisation des variations de VR dominées par l'activité . . . . .</b>	<b>99</b>
4.4.1	Détection de l'activité . . . . .	99
4.4.2	Modélisation de l'activité par imagerie Doppler . . . . .	106
4.4.3	Conclusion . . . . .	115
<b>4.5</b>	<b>Article n° 2 : <i>Modeling surface features and radial velocities of M-dwarfs using ZDI technique</i> . . . . .</b>	<b>118</b>
<b>4.6</b>	<b>Modélisation des variations de VR des étoiles abritant une planète</b>	<b>119</b>
<b>4.7</b>	<b>Bilan . . . . .</b>	<b>124</b>

Dans ce chapitre, nous allons aborder la partie observationnelle de ma thèse. Ces observations ont eu pour but d'acquérir des données contemporaines en spectropolarimétrie et en vélocimétrie haute précision. L'objectif de l'étude qui suit est multiple : d'une part tester les techniques de filtrage mises au point durant ma thèse, et d'autre part sonder le possible lien entre la topologie magnétique à grande échelle et la répartition des taches à la surface de l'étoile. Cette étude s'est faite à partir d'un échantillon de naines M peu actives. Nous présenterons successivement

les objectifs détaillés du suivi, et les différentes étapes de l'étude : la sélection des étoiles, la collecte des observations, et l'analyse des données par imagerie Zeeman-Doppler.

## 4.1 Justification de l'étude

### 4.1.1 Objectif

La recherche des exoplanètes tend vers une course à la détection des planètes telluriques semblables à la Terre, tout du moins en terme de flux lumineux stellaire reçu par la planète.

À ce titre les naines M apparaissent comme des cibles privilégiées :

- \* Elles sont moins massives. Le mouvement réflexe induit par le compagnon planétaire sera donc plus important (à masse planétaire égale).
- \* Elles sont plus froides, donc les planètes dans la ZH sont plus proches de leur étoile hôte. Là encore le mouvement réflexe induit sur l'étoile sera donc plus important.
- \* Comme les planètes dans la ZH orbitent à une distance réduite de l'étoile par rapport à la distance Terre/Soleil, leur période orbitale,  $P_{\text{orb}}$ , est plus petite, ce qui permet un suivi (en vélocimétrie ou en photométrie) plus pratique et plus rapide.
- \* Émettant principalement dans le proche InfraRouge (IR), elles ont été peu suivies jusqu'à présent. L'étude de leur population planétaire permettrait de mieux contraindre les études statistiques des scénarii de formation planétaire (Mordasini et al., 2009).
- \* Elles sont nos plus proches voisines, et les étoiles les plus nombreuses de la Galaxie.

Le futur vélocimètre de précision et spectropolarimètre IR SPIRou (sur le ciel en 2017 au sommet du Maunakea) a été conçu pour permettre une étude approfondie et optimisée de ces objets. Cependant, pour détecter ces planètes semblables à la Terre avec les VR, l'utilisation d'un instrument performant ne dispense pas de caractériser de mieux en mieux les étoiles hôtes, et notamment le bruit qu'elles engendrent sur les données (Section 1.3.1 & 1.4). En effet le signal de vitesse radiale induit par l'activité de ces étoiles modérément actives (jitter d'activité) est de l'ordre de quelques  $3\text{-}20 \text{ m s}^{-1}$  (Bonfils et al., 2012) et peut donc entraver la détection de planètes.

De nombreuses techniques se sont développées pour, au moins diagnostiquer (Section 2.1), au mieux filtrer (Section 2.4.1), les signaux d'activité en VR. Les performances de l'imagerie Zeeman-Doppler et le lien existant entre le champ magnétique stellaire et l'activité stellaire (Section 1.4), font de la spectropolarimétrie un outil pertinent dont j'ai commencé à explorer l'apport. Les observations menées au cours de ma thèse ont eu pour objectifs (i) de tester l'aptitude de la méthode d'imagerie Doppler que j'ai adaptée dans le but de cartographier les taches froides et de filtrer l'activité stellaire des étoiles faiblement actives (Section 3.3.3, rotateurs lents), et (ii) d'explorer le lien entre champ magnétique à grande échelle et répartition des taches à partir d'un échantillon de naines M. Cette étude a nécessité des observations simultanées, ou à défaut contemporaines, en spectropolarimétrie et en vélocimétrie de haute précision. Pour être peu affecté par la rotation différentielle, ou simplement par la variabilité naturelle de l'étoile, le suivi ne doit pas se faire sur plus de 2 ou 3 cycles de rotation. De plus pour explorer le lien entre la topologie du champ magnétique à grande échelle et la topologie des taches froides, il est primordial d'observer à la même époque VR et **B**.

La précision en VR de HARPS, et son mode spectropolarimétrique font de HARPSPol l'instrument idéal pour ce suivi. NARVAL a également été mis à contribution pour compléter le suivi du champ

magnétique lorsque les coordonnées des cibles le permettaient. Les naines M sont généralement peu lumineuses dans le visible ( $M_V > 8$ ) mais suffisamment pour HARPSPol, si bien que leur analyse spectropolarimétrique est possible, notamment grâce à la procédure d'extraction multi-raies des signatures polarisées et de la VR (voir Section 3.1.2).

#### 4.1.2 Sélection des cibles

La capacité à détecter un signal planétaire est directement liée au niveau d'activité stellaire. Plus l'étoile sera active, plus son jitter sera important et plus les résidus en VR obtenus après filtrage limiteront les détections aux planètes massives. Ainsi, comme l'objectif final est de tester l'imagerie Doppler pour filtrer le jitter d'activité et permettre la détection de planètes de faible masse, les cibles sélectionnées sont des naines M modérément actives engendrant un jitter VR de l'ordre de quelques  $\text{m s}^{-1}$ . Les faibles variations de jitter et la contrainte d'observations contemporaines en vélocimétrie et en spectropolarimétrie imposent aux cibles d'être accessibles depuis l'hémisphère Sud pour être observées avec HARPSPol essentiellement. Le télescope de 3.6m de La Silla se situant à la latitude  $-29^\circ 15'$ , les étoiles avec une déclinaison supérieure à  $+30^\circ$  environ sont peu accessibles. Sur les 7 étoiles sélectionnées, seules 4 ont pu être observées depuis La Silla et depuis le TBL (latitude de  $+42^\circ 56'$ ) avec NARVAL. L'ensemble des caractéristiques des observations est indiqué Table 4.1.

Cible	$\alpha$ (hh mm ss)	$\delta$ ( $^\circ$ )	V	$T_{exp}$ (s)	époque	BJD <sub>0</sub> (+ 2 456 000)
GJ 674	17 28 39.95	-46 53 42.69	9.40	4×450	04may14 - 02sept14	712.76
GJ 176	04 42 55.77	18 57 29.40	5.60	4×600	04oct13 - 27jan14	570.88
GJ 479	12 37 52.22	-52 00 05.31	10.66	4×900	30apr14 - 3jul14	778.00
GJ 358	09 39 46.37	-41 04 03.21	10.69	4×900	17jan14 - 31mar14	675.70
GJ 205	05 31 27.39	-03 40 38.03	7.97	4×300	03oct13 - 30jan14	569.88
GJ 410	11 02 38.34	21 58 01.70	9.57	4×600	09jan14 - 17apr14	673.88
GJ 846	22 02 10.27	01 24 00.82	9.15	4×450	10sept13 - 27aug14	829.87

TABLE 4.1 – Table des coordonnées J2000 (colonnes 2 et 3) des étoiles, avec leur magnitude (Koen et al., 2010) et le temps de pose associé (colonnes 4 et 5). Les données en orange indiquent les cibles observées avec HARPSPol et NARVAL, les noires celles uniquement observées avec HARPSPol. Les colonnes 6 et 7 listent l'époque d'observation et le BJD (Barycentric Julian Date) de référence.

Ces cibles ont été choisies car elles avaient été identifiées par le passé comme possédant un jitter typique de  $3\text{--}10 \text{ m s}^{-1}$  de semi-amplitude (Bonfils et al., 2012). La détection des signatures Zeeman était anticipée grâce à des observations antérieures de naines de type spectral M0-M2 (Morin et al., 2008b). L'estimation de la période de rotation  $P_{\text{rot}}$  des étoiles provenait de précédentes observations (notamment de l'analyse de la périodicité des indices d'activité), et a permis de déterminer la fréquence et la durée des observations. Les périodes de rotation s'échelonnent de 13.8 à 39.3 jours, et sont en accord avec celles mesurées avec notre technique (Section 4.3). Les masses des étoiles observées sont déterminées grâce à la relation masse–luminosité établie par Delfosse et al. (2000). Dans le proche IR, la masse des naines M devient indépendante de la métallicité (Chabrier and Baraffe, 2000). Cela permet de déterminer la masse des étoiles M à partir de deux paramètres uniquement ( $M_J$  et la parallaxe) avec une précision de l'ordre de quelques pourcents pour ces étoiles.



proches. La calibration a été réalisée sur la base d'observations d'étoiles binaires dont la masse peut être déterminée avec précision. La relation utilisée est la suivante :

$$\log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) = 10^{-3} \left[ 1.6 + 6.01M_J + 14.888M_J^2 - 5.3557M_J^3 + 0.28518 \cdot 10^{-4}M_J^4 \right], \quad (4.1)$$

où  $M_J$  est la magnitude absolue de l'étoile dans la bande photométrique nIR J. Elle est valide dans le domaine  $M_J \in [5.5, 11]$ . La luminosité de l'étoile est estimée à partir de la relation suivante :

$$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) = \frac{4.75 - M_K - BC_K}{2.5} \quad (4.2)$$

avec  $BC_K$ , la correction bolométrique calculée grâce à la photométrie en bande  $K$  et à la couleur  $J - K$  de l'étoile, à partir de la relation suivante de Leggett et al. (2001) :

$$BC_K = -0.31 + 5.124(J - K) - 2.031(J - K)^2 + 0.13877(J - K)^3, \quad (4.3)$$

pour  $0.75 \leq (J - K) \leq 1.60$ . Le rayon stellaire est évalué à partir de la relation masse-rayon établie par Baraffe et al. (2015). L'ensemble des caractéristiques des étoiles est rappelé Table 4.2.

Nom	ST	J	K	$M_{\star}$ ( $M_{\odot}$ )	$L_{\star}$ ( $L_{\odot}$ )	$R_{\star}$ ( $R_{\odot}$ )	$v \sin i$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$i$ ( $^{\circ}$ )	$P_{\text{rot}}$ (d)	jitter VR ( $\text{m s}^{-1}$ )
GJ 205	M1	5.0	3.90	0.61	0.098	0.51	1	45	$33.63 \pm 0.37^a$	$2.71 \pm 1.45$
GJ 846	M0	6.20	5.56	0.59	0.051	0.49	2	60	$10.73 \pm 0.10^b$	$3.30 \pm 2.45$
GJ 410	M0	6.52	5.68	0.58	0.052	0.50	2	60	$13.83 \pm 0.10^c$	$10.0 \pm 3.28$
GJ 176	M2	6.46	5.60	0.49	0.033	0.47	1	45	$39.33 \pm 0.38^a$	$3.48 \pm 2.00$
GJ 479	M2	6.86	6.02	0.43	0.025	0.42	1	60	$24.04 \pm 0.75^b$	$5.45 \pm 2.02$
GJ 358	M2	6.90	6.06	0.41	0.024	0.42	1	60	$25.37 \pm 0.32^a$	$5.10 \pm 2.08$
GJ 674	M2.5	5.51	4.85	0.35	0.016	0.40	1	45	$35.30 \pm 0.35^a$	$4.35 \pm 1.70$

TABLE 4.2 – Paramètres stellaires fondamentaux de l'échantillon. Les colonnes 1-7, listent respectivement, le nom de l'étoile, son type spectral (ST), sa magnitude en bande J & K (issues du catalogue Hipparcos Koen et al. 2010), sa masse, sa luminosité et son rayon théorique. Les colonnes 8-11 présentent respectivement le  $v \sin i$ , une estimation de l'angle d'inclinaison stellaire, la période de rotation de l'étoile, et l'ordre de grandeur de la semi-amplitude du jitter d'activité. Ces quatre dernières grandeurs sont déterminées à partir de l'analyse décrite dans cette thèse.

<sup>a</sup> compatible avec Kiraga and Stepien (2007), <sup>b</sup> compatible avec Bonfils et al. (2012), <sup>c</sup> compatible avec Donati et al. (2008b).

## 4.2 Caractéristiques générales des spectres collectés

Les observations spectropolarimétriques ont été menées d'octobre 2013 à août 2014 avec HARPS-Pol, et, pour certaines d'entre elles, avec NARVAL. À la Silla, nous avons bénéficié de la mise en commun et du partage du temps d'observation entre différents programmes exoplanètes afin d'assurer un suivi sur environ 3 cycles de rotation, soit 1 à 3 mois selon  $P_{\text{rot}}$ . Elles ont été réalisées en mode visiteur, et j'ai assuré en tout 18 nuits d'observation. Au TBL, elles ont été réalisées en mode service, j'ai contribué à 4 semaines d'observation. Nous avons obtenu un total de 150 spectres polarisés avec

HARPSPol, et 50 avec NARVAL, soit un taux de complétion de, respectivement, 64% et 48% par rapport au temps initialement attribué. Le journal des observations est disponible en Annexe A.

Les paramètres de Stokes mesurés sont  $I$  (*i.e.*, spectres non polarisés), et  $V$  (*i.e.*, polarisation circulaire) pour accéder à la topologie du champ **B**. Notons que seuls deux des quatre paramètres de Stokes sont mesurés. En effet, du fait de la faible luminosité des étoiles ciblées et de la faible efficacité de HARPSPol, les temps de pose sont relativement élevés, avec jusqu'à une heure de pose pour les plus faibles (Table 4.1). Or les signatures Zeeman en polarisation linéaire sont généralement un ordre de grandeur plus faible qu'en polarisation circulaire, et cela imposerait des temps de poses irréalistes. Nous nous sommes donc limités à la polarisation circulaire pour cette première étude de suivi en VR et spectropolarimétrie.

Les rapports S/N obtenus sont d'environ 80 à 200 pour les spectres HARPSPol, et environ 170 à 400 pour les spectres NARVAL (par pixels respectifs de  $0.85 \text{ km s}^{-1}$ , et  $1.8 \text{ km s}^{-1}$ ). Ils dépendent essentiellement de la magnitude, du temps d'observation et de la météo. Toutes les données ont été réduites avec LIBRE-ESPRIT, et la procédure de déconvolution moindres-carrés LSD a été appliquée à l'ensemble des spectres (Donati et al., 1997). Avec cette étude multi-raies, le gain en S/N observé (entre le S/N des profils LSD et celui dans les régions du spectre les mieux exposées) est d'environ 10 sur l'ensemble des observations.

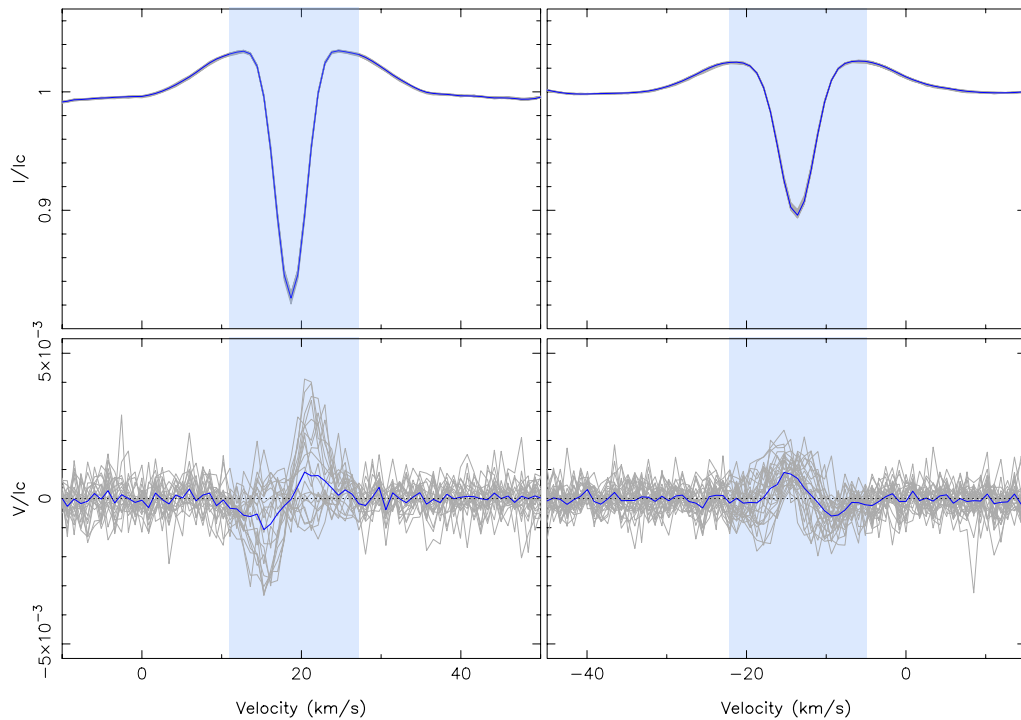


FIGURE 4.1 – Signatures LSD des paramètres de Stokes  $I$  (haut) et  $V$  (bas) pour GJ 358 (à gauche) et GJ 410 (à droite). Tous les profils de la série temporelle sont tracés en gris, et le profil moyen associé est tracé en bleu. La bande bleue indique les limites approximatives de la raie. GJ 410 ayant un  $v \sin i$  de  $2 \text{ km s}^{-1}$ , et non de  $1 \text{ km s}^{-1}$  comme GJ 358, les profils  $I$  sont légèrement plus larges.

Les profils LSD de raies spectrales en intensité sont obtenus avec un masque d'environ 9000 raies. La Figure 4.1 montre le profil LSD typique des étoiles M. Le profil de corrélation obtenu se

caractérise par des pics d'anti-corrélation de part et d'autre de la raie. Cela est dû à l'absence de continuum dans les spectres : les raies spectrales sont très proches les unes des autres, et cette forte densité de raies caractérise les spectres de naines M.

Pour obtenir les signatures polarisées  $V$  de l'étoile seule, nous devons en premier lieu nous assurer qu'aucune polarisation parasite d'origine instrumentale n'existe. Pour cela un ensemble de spectres  $N$  (NULL) comparant deux à deux les spectres obtenus à travers deux positions équivalentes des lames à retard du polarimètre (module A), est mesuré (voir Section 3.1.2, sous-poses 1 avec 4, et 2 avec 3). Il s'avère que pour les spectres issus d'HARPSPol, une correction systématique de chacun des profils LSD polarisés circulairement est nécessaire. La Figure 4.2 montre, avec l'exemple de GJ 410, que les profils  $N$  sont non nuls dans le cas d'HARPSPol, alors qu'ils restent plats dans le cadre des observations NARVAL. Pour corriger les spectres  $V$  et afin de ne pas ajouter de bruit supplémentaire aux données, on effectue un ajustement gaussien du profil moyen  $N$  que l'on soustrait aux spectres  $V$ . Cette correction permet d'améliorer la reconstruction magnétique par ZDI (diminution du  $\chi^2$  réduit final).

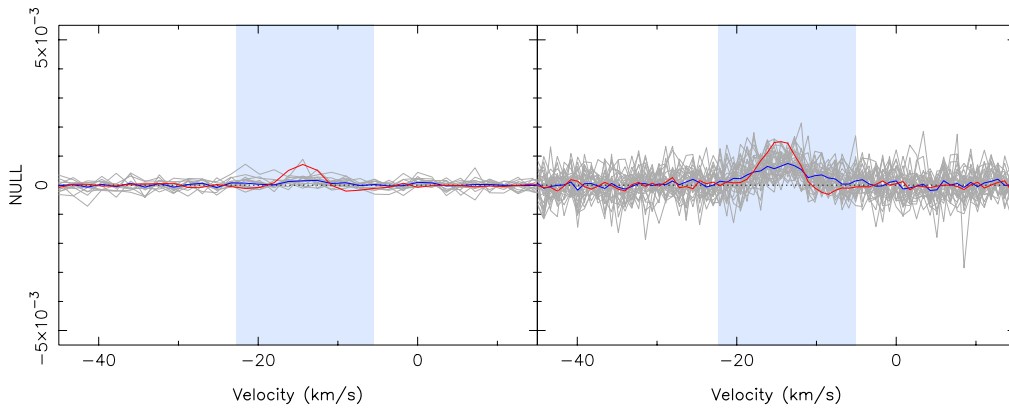


FIGURE 4.2 – Signature parasite pour les observations de NARVAL (à gauche) et de HARPSPol (à droite) de GJ 410. Tous les profils de la série temporelle sont tracés en gris, et le profil moyen associé est tracé en bleu. La bande bleue indique les limites approximatives de la raie. Pour comparaison, le spectre rouge représente le profil moyen  $V$  de GJ 410 avant correction.

Les séries temporelles obtenues pour les spectres  $V$  montrent des propriétés différentes selon l'orientation et l'intensité du champ magnétique à la surface de l'étoile. Par exemple, GJ 410 montre une signature Zeeman dont l'amplitude maximale pic-à-pic atteint 0.4% du niveau du continu non polarisé, avec seulement une variation d'amplitude au cours de la rotation stellaire, alors que les spectres de GJ 358 révèlent une signature plus forte (0.8%), qui évolue en forme et en polarité au cours de la rotation (Figure 4.1).

### 4.3 Modélisation du champ magnétique

Nous avons acquis une série temporelle de profils LSD polarisés circulairement répartis sur environ 2-4 cycles de rotation stellaire. À l'aide de l'imagerie Zeeman-Doppler il est alors possible de reconstruire la composante à grande échelle du champ magnétique à la surface de chacune des étoiles. Les paramètres d'entrée du code d'imagerie sont  $v \sin i$ ,  $P_{\text{rot}}$  et l'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile sur la ligne de visée,  $i$ .

L'estimation du  $v \sin i$  est soit issue de la littérature (Donati et al., 2008b; Forveille et al., 2009; Bonfils et al., 2007, pour resp., GJ 410, GJ 176 et GJ 674), soit contrainte à partir du code d'imagerie. Dans tous les cas, pour des rotateurs dont le  $v \sin i$  n'excède pas  $2 \text{ km s}^{-1}$ , la précision sur la valeur donnée est faible ( $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ ). La période de rotation est déterminée par l'analyse des courbes de l'évolution temporelle du champ longitudinal (voir analyse ci-après), et en parallèle, pour comparaison, par le code d'imagerie qui analyse les profils plutôt que le seul champ longitudinal. ZDI est peu sensible à l'inclinaison  $i$  de l'étoile ( $\pm 10^\circ$  typiquement). On estime la valeur approximative de ce paramètre à l'aide de la relation suivante :

$$R_\star [R_\odot] \sin i = \frac{P_{\text{rot}} [\text{d}] v \sin i [\text{km s}^{-1}]}{50.6145}. \quad (4.4)$$

En comparant  $R_\star \sin i$  avec le rayon stellaire issu de la Table 4.2, on arrive à évaluer  $i$ .

Dans toute la suite de l'analyse du champ magnétique à grande échelle, l'étude quantitative de la topologie se fait essentiellement en évaluant la répartition de l'énergie magnétique reconstruite entre les composantes poléodale et toréodale et entre les composantes axisymétriques et non-axisymétriques. Le résumé des propriétés est indiqué Table 4.3, et l'ensemble des cartes obtenues est donné Annexe B. Avant de commencer cette analyse, nous présentons dans une première partie la détermination de  $B_l$  et de la période de rotation qui en découle.

Nom	$M_\star$ ( $M_\odot$ )	$P_{\text{rot}}$ (d)	$B_V$ (G)	Pol. (%)	Dip. (%)	Axi (%)
GJ 205	0.61	$33.63 \pm 0.37$	20	99	90	73
GJ 846 (2013)	0.59	$10.73 \pm 0.10$	45	27	69	68
GJ 846 (2014)			30	63	52	86
GJ 410	0.58	$13.83 \pm 0.10$	65	25	88	11
GJ 176	0.49	$39.33 \pm 0.38$	30	46	16	17
GJ 479	0.43	$24.04 \pm 0.75$	65	37	74	29
GJ 358	0.41	$25.37 \pm 0.32$	130	97	98	85
GJ 674	0.35	$35.30 \pm 0.35$	150	78	98	76

TABLE 4.3 – Propriétés du champ magnétique à grande échelle des étoiles M étudiées. Les colonnes 1-3 indiquent le nom (éventuellement la période d'observation), la masse, et la période de rotation de l'étoile  $P_{\text{rot}}$  déduite de notre analyse. La colonne 4 indique une estimation du flux magnétique moyen reconstruit à partir des signatures Zeeman (spectres  $V$ ), la colonne 5 indique la fraction de l'énergie magnétique reconstruite dans la composante poléodale. Les colonnes 6-7 traduisent la fraction de l'énergie associée aux composantes dipolaire et axisymétrique du champ poléodal.

### 4.3.1 Courbes de champ longitudinal et $P_{\text{rot}}$

#### Méthodes utilisées :

Le champ longitudinal  $B_l$  (calculé à partir de l'Equation 2.14) permet une analyse préliminaire de la topologie magnétique et également une détermination de  $P_{\text{rot}}$  à partir de la variabilité observée dans les spectres polarisés  $V$ . Pour cela, l'évolution temporelle de  $B_l$  est ajustée à l'aide d'une sinusoïde à la période du fondamental plus une ou plusieurs de ses harmoniques. Le domaine de période exploré pour le fondamental est typiquement de 0.5 à 2 fois la période de rotation mentionnée dans la littérature. Nous choisissons alors la période qui minimise l'écart entre les données et le modèle, c'est-à-dire l'ajustement qui minimise le  $\chi_r^2$ . La période ainsi obtenue peut être comparée à celle trouvée en calculant le périodogramme de Lomb-Scargle de la série de mesures. Ce périodogramme évalue la puissance du signal dans chacune des périodes d'un intervalle donné. Pour évaluer la probabilité de vraisemblance du/des pic(s) observé(s), la probabilité de fausse alarme (FAP<sup>1</sup>) de la détection est calculée. Cette dernière permet de répondre à la question suivante : quelle est la probabilité que le pic observé soit uniquement dû à un bruit observationnel (dont on connaît l'amplitude et la distribution) plutôt qu'à un signal ? Pour y répondre, le jeu de mesures de VR est mélangé, et les dates d'observations sont ré-attribuées aléatoirement. Le périodogramme est calculé à chaque itération (typiquement 1000), et la probabilité statistique du pic principal en est déduite (se reporter à Lomb, 1976; Scargle, 1982; Zechmeister and Kürster, 2009, pour plus de détails sur la méthode).

#### Résultats :

Deux exemples caractéristiques de l'échantillon sont donnés Figure 4.3 pour GJ 358, et Figure 4.4 pour GJ 410.

Pour GJ 358, on constate que  $B_l$  reste majoritairement négatif (valeur moyenne de  $-32.0 \pm 1.5$  G), avec une variation de semi-amplitude  $42.5 \pm 1.5$  G qui est périodique et bien ajustée ( $\chi_r^2 \simeq 1$ ) avec

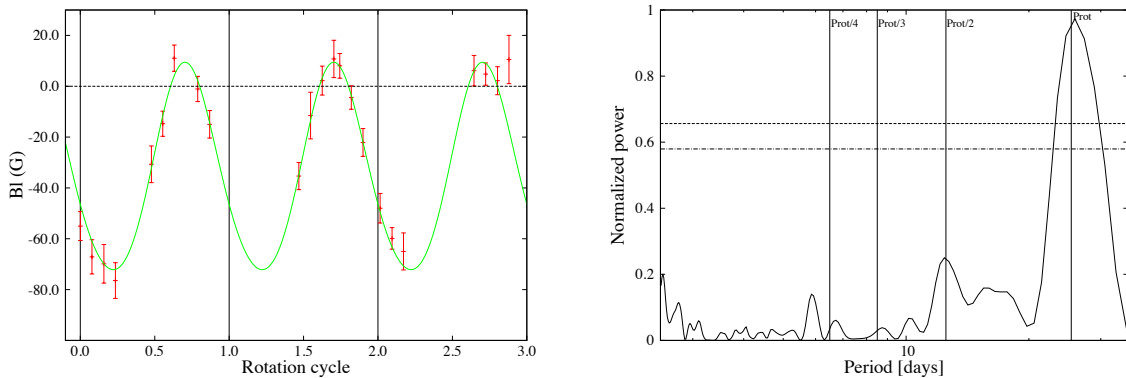


FIGURE 4.3 – Champ longitudinal et périodogrammes associés de GJ 358. À gauche : en rouge, sont indiqués les points  $B_l$  observés avec leurs barres d'erreur associées, en vert l'ajustement sinusoïdal à la période du fondamental. Le trait en pointillés matérialise le niveau 0 G. À droite : périodogramme des données  $B_l$  (en noir) et les probabilités de fausse alarme (FAP) à 10% (tiret-point) et 1% (tiret) associées au pic principal. Les traits continus verticaux matérialisent  $P_{\text{rot}}$  à  $P_{\text{rot}}/4$ .

1. False Alarm Probability

une sinusoïde simple. Cela suggère la présence d'un champ dipolaire dominant dont seul le pôle négatif est nettement visible.

Nous trouvons que la période de rotation de GJ 358 est de  $25.37 \pm 0.32$  jours (barre d'erreur à  $1\sigma$ ). Cette valeur est en accord avec la période de  $\sim 25.26$  jours donnée par Kiraga and Stepien (2007) à partir d'une analyse photométrique attestant de la présence de taches à la surface de l'étoile. Le pic principal du périodogramme indique une période similaire avec une probabilité de fausse alarme nettement inférieure à 1%. Le même comportement est observé pour GJ 674 (voir Figure B.1), avec une période de  $35.30 \pm 0.35$  jours, et pour GJ 205 (voir Figure B.2), avec  $P_{\text{rot}} = 33.63 \pm 0.37$  jours. Pour cette dernière, cependant, les variations ont une semi-amplitude plus faible ( $7.8 \pm 1.9$  G), et c'est le pôle positif qui fait le plus souvent face à l'observateur. De plus, il est nécessaire d'ajouter la première harmonique  $P_{\text{rot}}/2$  pour ajuster les données à  $\chi_r^2 \simeq 1$ ; le périodogramme montre d'ailleurs deux pics de puissance égale à  $P_{\text{rot}}$  et  $P_{\text{rot}}/2$ . Ceci témoigne d'une composante dipolaire moins forte que dans les cas précédents. Cette observation est confirmée par la reconstruction magnétique (voir § suivant et Table 4.3).

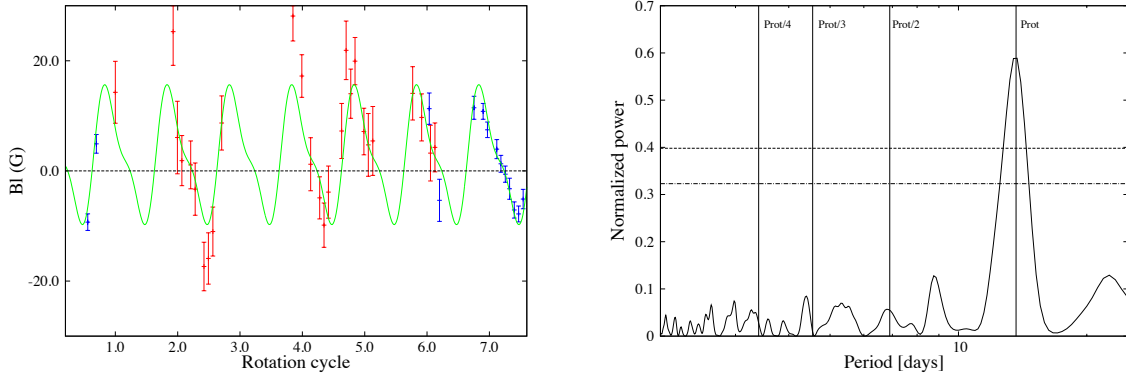


FIGURE 4.4 – Identique à la Figure 4.3 pour GJ 410. Les points rouges représentent les données HARPSPol, les données bleues les données NARVAL.

Pour GJ 410,  $B_l$  varie périodiquement avec des valeurs successivement positives et négatives (valeur moyenne de  $3.0 \pm 2.3$  G) de semi-amplitude  $17.3 \pm 2.3$  G. Pour ajuster la courbe de  $B_l$ , l'ajout de la première harmonique améliore sensiblement le  $\chi_r^2$  final (de 2.01 à 1.55) : la composante dipolaire du champ est donc importante, et l'alternance des valeurs positives et négatives montrent que ce dipôle est inclinée par rapport à l'axe de rotation de l'étoile. La période de rotation, confirmée par le périodogramme et des études antérieures (Donati et al., 2008b), est de  $13.83 \pm 0.10$  jours. C'est une des étoiles les plus actives de l'échantillon étudié. GJ 479 (voir Figure B.3) montre une variabilité similaire, mais avec une période de rotation de  $24.04 \pm 0.75$  jours. Le champ longitudinal de GJ 176 (voir Figure B.4) est plus complexe, et il est nécessaire d'ajouter deux harmoniques pour ajuster  $B_l$  à un  $\chi_r^2$  final de l'ordre de 1. On trouve  $P_{\text{rot}} = 39.33 \pm 0.38$  jours.

GJ 846 a pu être observée, au cours de cette étude, durant l'automne 2013 avec NARVAL, et durant l'été 2014 avec HARPSPol. Les variations du champ magnétique longitudinal évoluent entre les deux périodes d'observation, passant d'une amplitude pic-à-pic de  $10 \pm 2$  G et d'une valeur moyenne  $1.4 \pm 0.5$  G, à une amplitude de  $20 \pm 4$  G et une valeur moyenne de  $6.0 \pm 1.5$  G (voir Figure B.5).

Dans les deux cas,  $B_l$  reste, aux barres d'erreur près, de même signe. Le mauvais échantillonnage des données (11 et 15 observations sur, respectivement, 6 et 9 cycles de rotation) ne permet pas d'identifier aussi clairement que pour les autres étoiles la période de rotation sur le périodogramme des données (FAP  $\sim 15\%$ ). La période est estimée à  $10.73 \pm 0.10$  jours.

Nous pouvons déjà noter à ce stade que les mesures spectropolarimétriques ont permis d'identifier la période de rotation stellaire dans tous les cas. Cela est précieux car la mesure de  $P_{\text{rot}}$  est une première étape cruciale pour soustraire le jitter en vitesse radiale.

### 4.3.2 Topologie magnétique des étoiles M de l'échantillon

De manière générale, l'ensemble des étoiles de l'échantillon montre des champs magnétiques induisant des signatures en  $V$  d'amplitude typique 0.5% du continu non-polarisé. On distingue deux types d'étoiles : celles dont la composante poloïdale est majoritaire (GJ 674, GJ 205 et GJ 358), et celles présentant un champ principalement toroïdal (GJ 479, GJ 176 et GJ 410).

Pour les étoiles avec un champ poloïdal principalement axisymétrique, les signatures LSD en polarisation circulaire sont le plus souvent antisymétriques par rapport au centre de la raie et, si leur intensité peut varier au cours de la rotation stellaire, leur forme et leur polarité, elles, varient peu. Un exemple est donné Figure 4.5 pour GJ 358. Pour ces étoiles, la topologie est relativement simple, avec plus de 90% de la composante poloïdale qui est dipolaire, et une composante radiale du champ magnétique prédominante. Les signatures Zeeman d'intensité nulle témoignent du passage de l'équateur magnétique devant la ligne de visée. Les cartes peuvent être reconstruites avec un  $\chi_r^2$  final de l'ordre de 1.0, en partant d'un  $\chi_r^2$  initial de l'ordre de 4 (varie en fonction du nombre de données et du rapport S/N). GJ 358 et GJ 674 (voir Figure B.6) ont un champ intense dont le flux peut atteindre 200 G dans les régions les plus actives, contrairement à GJ 205 (voir Figure B.7) dont l'intensité ne dépasse guère les 30 G.

Pour les étoiles avec un champ principalement toroïdal, les spectres polarisés circulairement tendent à être plus souvent symétriques par rapport au cœur de la raie et/ou à changer de polarité au cours de la rotation stellaire. Un exemple est donné Figure 4.6 pour GJ 410. La reconstruction indique que la composante poloïdale non-axisymétrique est importante ( $> 70\%$ ), et prend la forme d'un dipôle incliné à la surface de l'étoile (GJ 410 et GJ 479, voir Figure B.8) ou d'un quadrupôle (GJ 176, voir Figure B.9). La composante toroïdale, quant à elle, est axisymétrique et prend la forme d'un anneau encerclant l'étoile, comme observé sur les étoiles actives de type spectral G ou K. Comme précédemment, les cartes peuvent être reconstruites jusqu'au niveau de bruit. Le flux magnétique est modéré, avec un maximum de l'ordre de 60-70 G dans les régions magnétiques les plus actives. De plus pour GJ 410, grâce aux 42 mesures réparties sur 7.5 cycles de rotation, on observe de la rotation différentielle. Si pour les autres étoiles de l'échantillon observées sur 2-3 cycles de rotation, l'hypothèse de rotation solide permet de reconstruire les données polarisées jusqu'au niveau de bruit, la prise en compte de la rotation différentielle pour GJ 410 améliore la reconstruction. La mesure de la rotation différentielle (RD) est possible à partir de l'imagerie tomographique, moyennant un échantillonnage

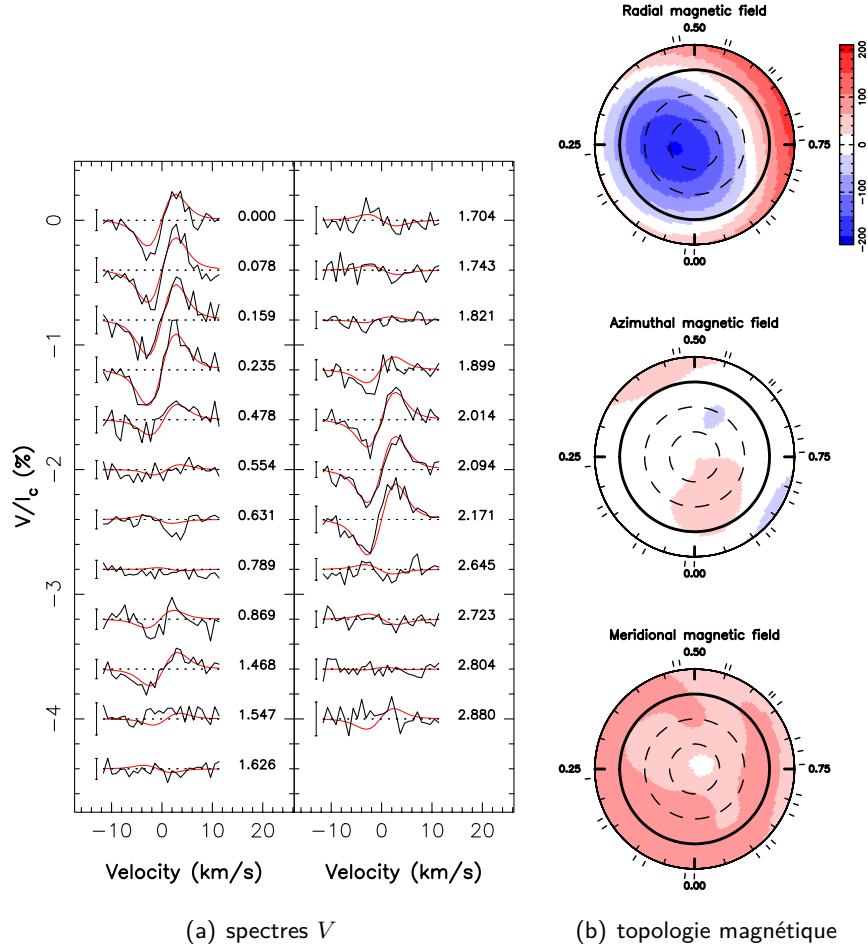


FIGURE 4.5 – Signatures Zeeman et cartes de champ magnétique correspondantes pour GJ 358. À gauche, l'évolution temporelle des profils LSD en polarisation circulaire est représentée (en noir, les observations, en rouge la reconstruction par ZDI). Une barre d'erreur indique le niveau de bruit à  $\pm 1\sigma$ , et, à droite de chaque spectre, est indiqué le cycle rotationnel  $E$ , calculé d'après l'éphéméride  $\text{BJD} = 2\,456\,675.70 + 25.37\,E$ . À droite, la carte de champ magnétique présente les trois composantes du champ en coordonnées sphériques en projection polaire aplatie. Les tirets autour des figures indiquent les phases d'observation.

dense et régulier sur quelques cycles de rotation stellaire<sup>2</sup>. Nous avons obtenu une rotation équatoriale de  $\Omega_{eq} = 0.47 \pm 0.03 \text{ rad.d}^{-1}$ , et un taux de rotation différentielle  $d\Omega = 0.06 \pm 0.03 \text{ rad.d}^{-1}$ , ce qui correspond à une période de rotation de 15.2 jours pour les pôles, et 13.2 jours pour l'équateur (soit une RD proche de celle du Soleil). Ce résultat est en accord avec les précédentes mesures faites pour cette étoile en 2007 et 2008 (Donati et al., 2008b).

On constate également une évolution de la topologie magnétique pour GJ 410 et GJ 846 (voir Figure 4.7). En effet, on observe entre 2007-2008 et 2014 une diminution importante du flux magnétique moyen de GJ 410 (d'une centaine à une soixantaine de G) et une augmentation de la composante dipolaire pololaire du champ (de 50 à 88%), ainsi qu'un niveau d'axisymétrie semblable à celui de 2008. Pour GJ 846, comme attendu d'après l'analyse de  $B_l$ , on observe une évolution du champ magnétique à grande échelle avec une augmentation de la composante pololaire (un facteur 2 entre

2. le lecteur est invité à consulter Petit et al. 2002 pour plus de détails.



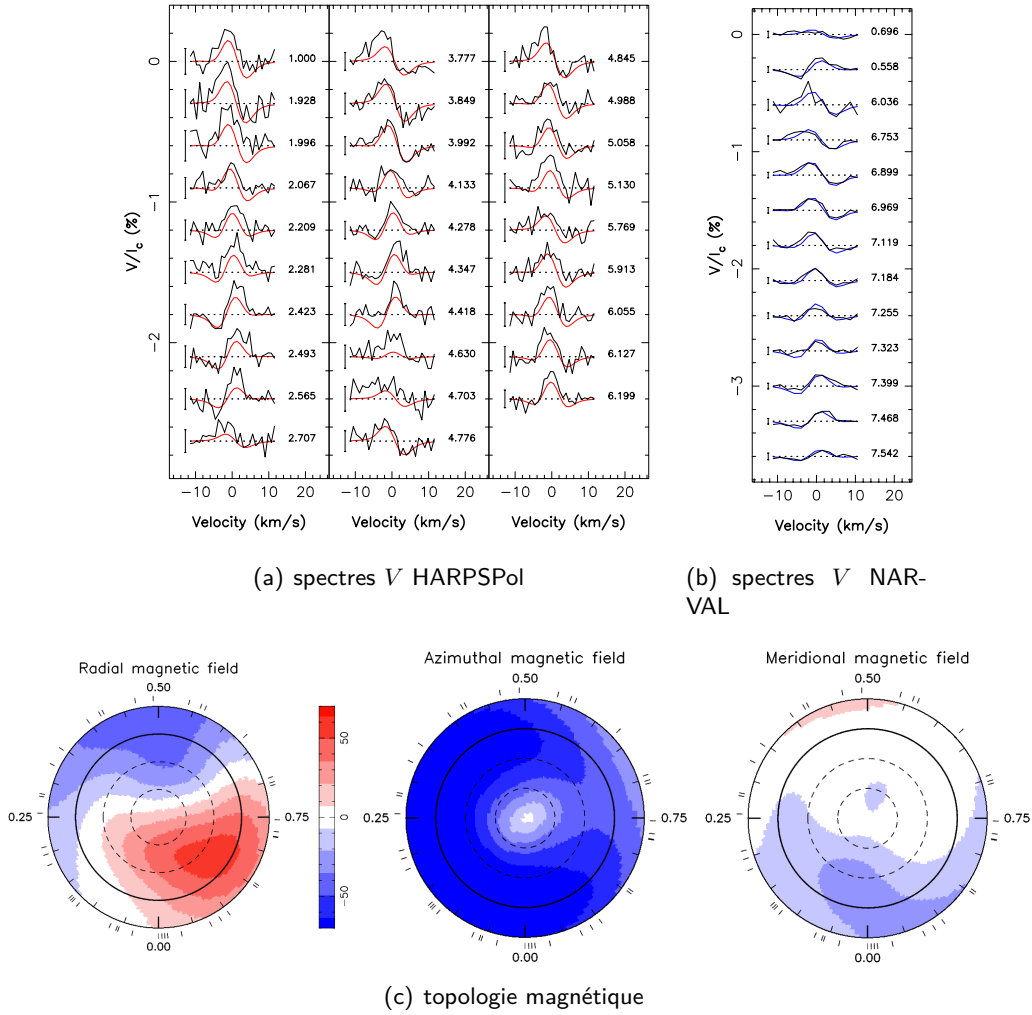


FIGURE 4.6 – Identique à la Figure 4.5, pour GJ 410 avec comme éphéméride  $\text{BJD} = 2\,456\,673.88 + 13.85\,E$ . Les profils LSD déduits des données NARVAL sont en bleus.

2013 et 2014, voir Figure 4.7). Cette variabilité de la répartition de l'énergie magnétique est attendue et caractéristique des étoiles M précoces, actives ( $P_{\text{rot}} < 15$  jours), de masse  $M_{\star} > 0.5M_{\odot}$  (Morin et al., 2008a,b; Donati et al., 2008b).

La capacité de ZDI à reproduire les profils LSD  $V$  au bruit près atteste de la vraisemblance des résultats obtenus. Pour confirmer la qualité de la reconstruction, nous pouvons calculer le champ longitudinal  $B_{l,\text{zdi}}$  associé aux cartes de champ reconstruites et le comparer à  $B_l$  (le champ longitudinal issu des données) à l'aide du périodogramme associé aux variations des résidus ( $B_l - B_{l,\text{zdi}}$ ). Pour l'ensemble des étoiles de l'échantillon, on constate qu'il ne reste plus de signal périodique cohérent, *i.e.*, avec une FAP inférieure à 1% (voir Figures B.10 à B.15).

La Figure 4.8 résume l'ensemble des propriétés magnétiques reconstruites. Les données acquises au cours de ma thèse ont permis d'explorer un domaine  $\{M_{\star}; P_{\text{rot}}\}$  jusqu'ici peu fourni. Les champs magnétiques détectés pour les naines M précoces de cet échantillon sont de quelques dizaines de Gauss, et sont inférieurs d'environ un facteur 5 aux champs mesurés sur les étoiles de type M intermédiaires, comme attendu selon Morin et al. (2008b) et Donati et al. (2008b). On remarque

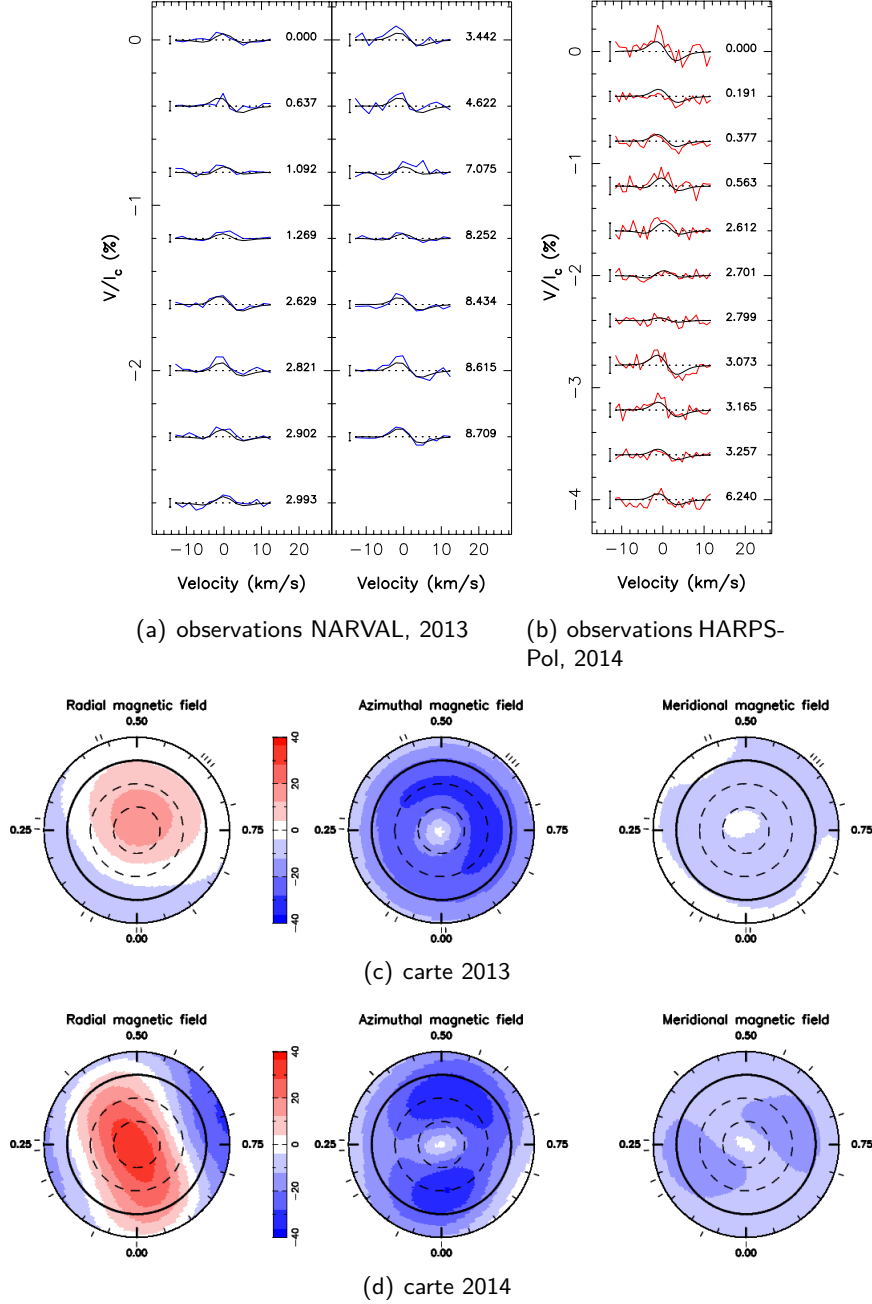


FIGURE 4.7 – Identique à la Figure 4.6, pour GJ 846 avec comme éphéméride  $\text{BJD} = 2\,456\,673.88 + 10.73\,E$ .

que pour les étoiles de masse supérieure à  $0.5\,M_{\odot}$ , la fraction de champ toroïdal est prépondérante, excepté pour GJ 205, dominée par un faible champ poloïdal. Cette dernière étant caractérisée par un nombre de Rossby<sup>3</sup> supérieur à 1 comme le Soleil, on peut penser que l'apparition de la composante toroïdale se fait autour de  $R_o = 1$  pour  $M_{\star} > 0.5\,M_{\odot}$ , lorsqu'on augmente la rotation. Pour  $M_{\star} < 0.5\,M_{\odot}$ , les propriétés sont variées, et on voit coexister des structures de champ magnétique diverses, dans un même domaine de masse et de période de rotation. Cette variété suggère un

3.  $R_o = \frac{P_{\text{rot}}}{\tau_c}$ , le rapport entre rotation et temps de retournement convectif. Ce dernier peut être estimé à partir des mesures d'activité dans le domaine des rayons  $X$  (Kiraga and Stepien, 2007).

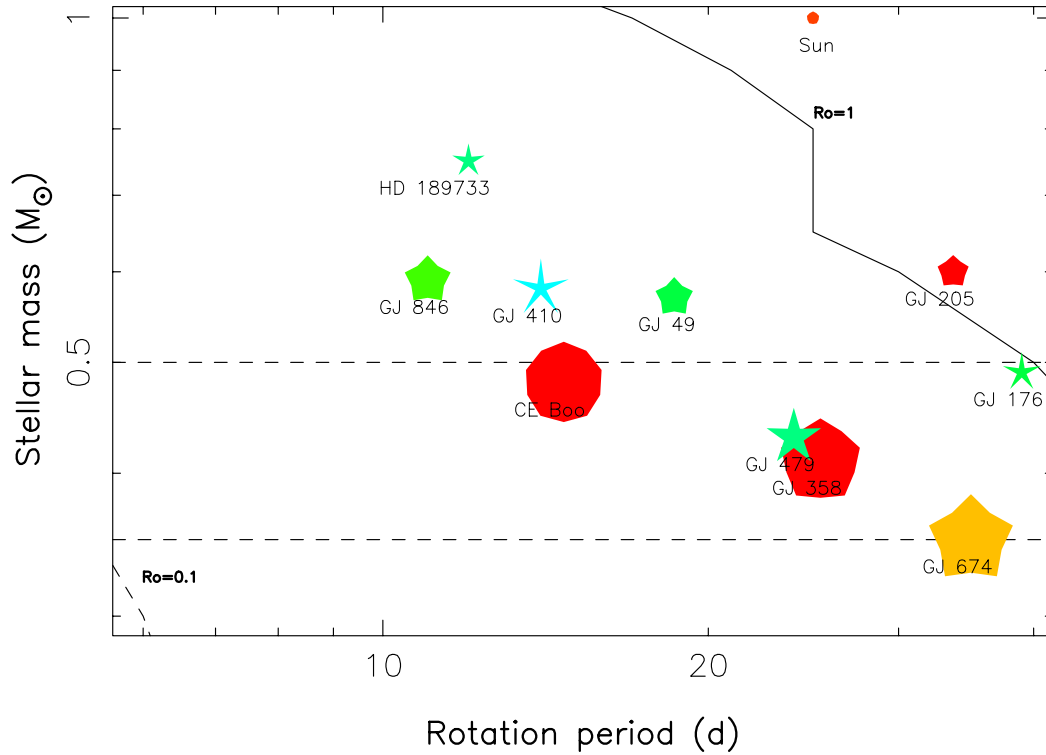


FIGURE 4.8 – Propriétés de la composante à grande échelle des topologies magnétiques des étoiles de l'échantillon, en fonction de la masse et de la période de rotation. La taille des symboles est proportionnelle à l'énergie magnétique reconstruite, la couleur indique la fraction de l'énergie magnétique reconstruite dans la composante poloïdale (de rouge pour un champ purement poloïdal, à bleu foncé pour un champ purement toroïdal), et la forme représente la fraction de l'énergie associé à la composante axisymétrique du champ poloïdal (d'un décagone régulier pour un champ poloïdal purement axisymétrique, à une étoile pour un champ poloïdal purement non-axisymétrique). Les lignes horizontales en pointillé matérialisent la masse limite de la transition vers une structure interne entièrement convective ( $0.35 M_{\odot}$ ), et la limite à  $0.5 M_{\odot}$  proposée par Morin et al. (2008b), au-delà de laquelle les champs magnétiques sont moins intenses avec une composante poloïdale principalement non-axisymétrique et une composante toroïdale significative. La courbe en trait continu représente un nombre de Rossby constant égal à 1, celle en tirets  $R_o = 0.1$ . Le Soleil, CE Boo, HD 189733 et GJ 49 sont montrés pour comparaison.

comportement bistable des processus dynamo sous-jacents. Cette bistabilité au-delà de  $R_o = 0.1$  est attendue par les modèles théoriques (voir, e.g., Morin et al., 2011; Gastine et al., 2013). En effet les modèles prédisent un passage d'un champ intense avec une topologie relativement simple pour des nombres de Rossby faibles ( $< 0.1$ ) à un champ plus faible de topologie plus complexe au delà de  $R_o = 1$ . Entre, il pourrait exister une zone de transition où l'on rencontre des champs de structures variées. Nos observations suggèrent que c'est en effet le cas, mais cela est à confirmer avec de nouvelles observations (avec SPIRou notamment).

## 4.4 Modélisation des variations de VR dominées par l'activité

Dans l'échantillon considéré, cinq des sept étoiles sont connues pour avoir une vitesse radiale dominée par leur activité stellaire (Bonfils et al., 2012), et deux pour avoir une variation de VR due à la fois à une planète (GJ 176b Forveille et al. 2009, et GJ 674b Bonfils et al. 2007) et à l'activité stellaire. Pour appliquer le filtrage de l'activité par imagerie, nous avons concentré nos efforts dans l'étude des cinq premières. L'analyse préliminaire de GJ 176 et GJ 674 est présentée Section 4.6. L'ensemble du journal de ces observations en VR est disponible en Annexe A.

### 4.4.1 Détection de l'activité

#### a) Diagnostic de l'activité

Avant toute tentative de reconstruction par imagerie Doppler, nous commençons par analyser les principaux paramètres de raies stellaires usuellement étudiés pour diagnostiquer l'activité stellaire :  $V_s$  (issus du bissecteur), FWHM et l'indice  $H\alpha$  (voir Section 2.1), et ce, conjointement avec  $B_l$  et  $V_r$  pour chacune des étoiles.

\* **GJ 358** : Cette naine de type spectral M précoce a été observée à 23 reprises sur 73 jours. L'ensemble des données ainsi que les périodogrammes associés sont représentés Figure 4.9. Les variations de  $V_s$ , sont faibles avec une amplitude pic-à-pic de l'ordre de  $10 \text{ m s}^{-1}$  et un écart-type de  $3.6 \text{ m s}^{-1}$ . Comme attendu pour les étoiles avec un faible taux de rotation, aucune anti-corrélation nette entre  $V_r$  et  $V_s$  n'est observée.

Des études précédentes en photométrie et spectroscopie (Kiraga and Stepien, 2007; Bonfils et al., 2012) ont révélé une période de rotation stellaire de l'ordre de 25 jours. Les observations collectées dans le cadre de la présente étude fournissent des résultats similaires : les périodogrammes des traceurs usuels de l'activité  $H\alpha$  et FWHM, ainsi que ceux de  $B_l$  et  $V_r$  montrent tous un excès notable de puissance pour une période compatible avec  $P_{\text{rot}} = 25.37 \pm 0.32$  jours, avec une FAP du pic principal  $\leq 1\%$  pour  $B_l$  et FWHM. Le signal dans  $H\alpha$  avec une périodicité semblable à celle du champ magnétique confirme que le signal de vitesse radiale est bien dominé par l'activité stellaire.

Nous pouvons de plus noter que  $V_r$  semble approximativement varier périodiquement (avec  $P = 24.47 \pm 0.60$  d) et en quadrature de phase avec  $B_l$  de sorte que  $B_l$  est maximal (c'est-à-dire de l'ordre de 0 G) lorsque  $V_r$  est à mi-parcours entre un maximum et un minimum (e.g., phases 0.70-0.75).

\* **GJ 846** : Pour cette étoile nous n'avons pu collecter que 11 observations avec HARPSPol sur 63 jours, alors que la période de rotation de l'étoile est de l'ordre de  $10.73 \pm 0.10$  jours. Par conséquent, l'échantillonnage n'est pas suffisant pour que les périodogrammes soient un outil efficace dans la détermination de la périodicité d'un signal. Cette étoile est, avec GJ 410, l'étoile de l'échantillon qui tourne le plus vite ( $v \sin i = 2 \text{ km s}^{-1}$ ); on constate une anti-corrélation possible entre  $V_s$  et  $V_r$ , avec une coefficient de corrélation de l'ordre de -0.87, ce qui laisse penser que le signal observé VR est dû à l'activité stellaire.

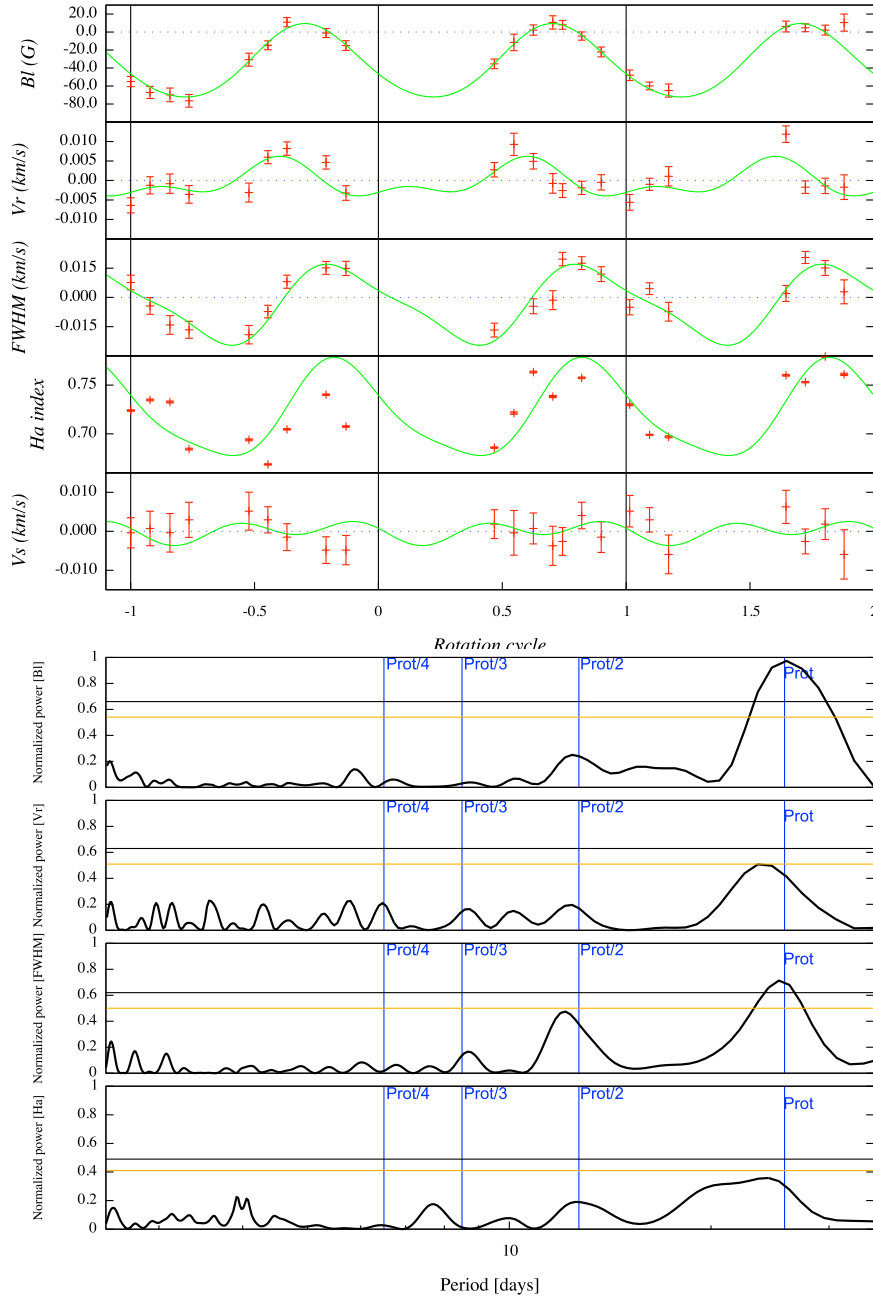


FIGURE 4.9 – *En haut* : Variations temporelles de  $B_l$ ,  $V_r$ ,  $FWHM$ ,  $H\alpha$  et  $V_s$  pour GJ 358. Les points de mesures sont en rouge, le niveau zéro est en pointillés, et l'ajustement multi-périodique ( $P_{rot} + P_{rot}/2$ ) des données en vert. Les traits noirs verticaux délimitent les cycles de rotation. *En bas* : Périodogrammes de  $B_l$ ,  $V_r$ ,  $FWHM$  et  $H\alpha$  pour GJ 358. Les traits bleus verticaux représentent  $P_{rot}$ ,  $P_{rot}/2$ ,  $P_{rot}/3$  et  $P_{rot}/4$ , les traits horizontaux la FAP à 10% (en jaune), et à 1% (en noir). C'est  $B_l$  qui montre la périodicité la plus claire à  $P = P_{rot}$ .

\* **GJ 479** : Les grandeurs issues des 23 observations réparties sur 69 jours sont montrées Figure 4.10 avec leur périodogramme associé. Le velocity span ne montre aucune variabilité avec un  $\chi_r^2$  par rapport à la moyenne de l'ordre de 1.0, et on n'observe aucune anti-corrélation (ou corrélation) entre  $V_s$  et  $V_r$ . En raison du faible  $v \sin i$  de l'étoile, ici encore, le bissecteur n'est pas un diagnostic pertinent.

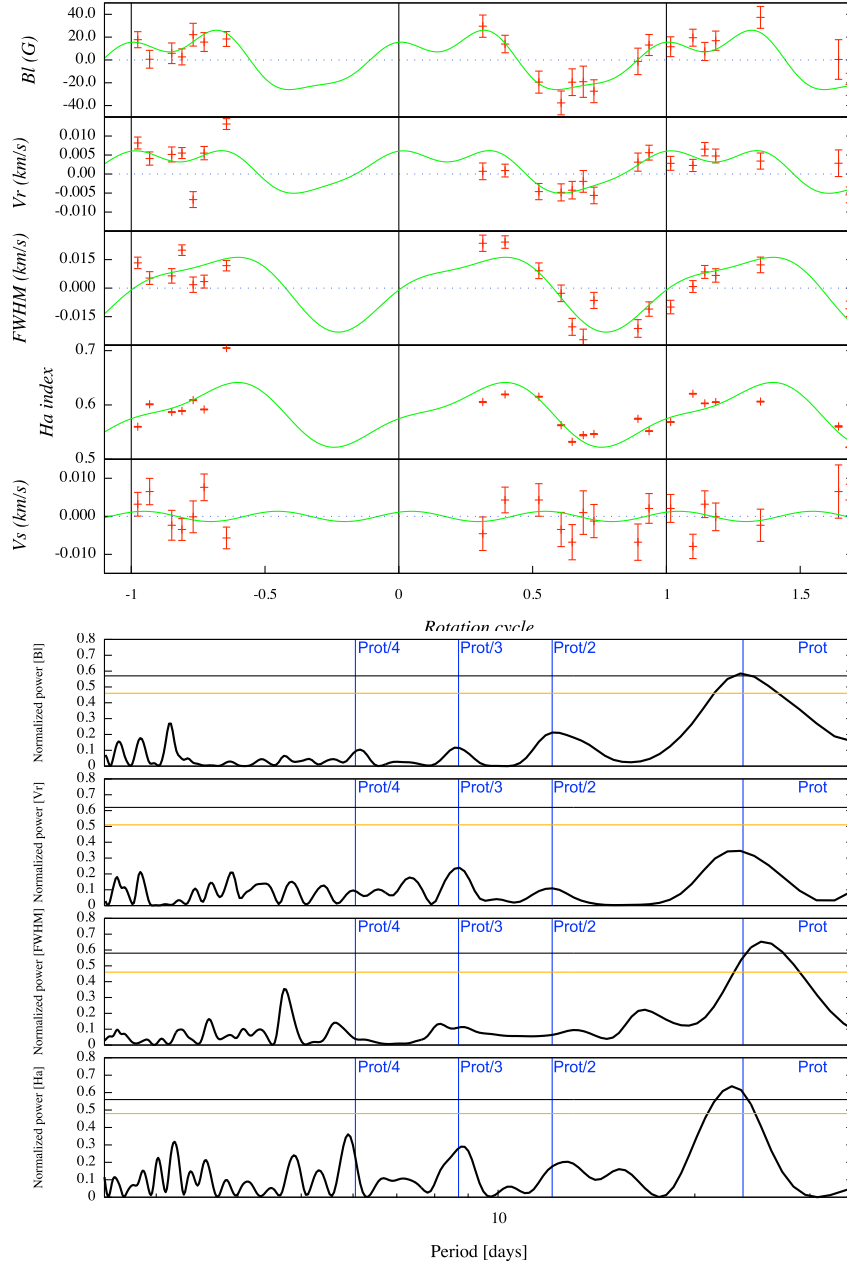


FIGURE 4.10 – Identique à la Figure 4.9 pour GJ 479.

En revanche, cette étoile montre un indice d'activité H $\alpha$  qui varie principalement avec une période d'environ 23 jours (avec une FAP  $\leq 1\%$ ). C'est une valeur compatible avec la période de rotation de l'étoile identifiée grâce à l'analyse magnétique de  $24.04 \pm 0.75$  jours. Le périodogramme de  $B_l$  montre une richesse en harmoniques (de  $P_{rot}$  à  $P_{rot}/4$ ), que l'on retrouve dans  $V_r$  (dont la période  $P = 24.2 \pm 1.9$  d est compatible avec  $P_{rot}$ ) et H $\alpha$ , alors que le signal en FWHM ne permet d'identifier que  $P_{rot}$ .

Par ailleurs,  $V_r$  et H $\alpha$  sont corrélées (coefficient de corrélation de l'ordre de 0.50), de même que  $V_r$  et  $B_l$ . Ainsi lorsque l'on se situe à mi-chemin entre un maximum et un minimum de vitesse radiale (e.g., phase 0.45),  $B_l$  est proche de zéro et également à mi-chemin entre deux extrema. Pour GJ 479, le champ radial est constitué de deux taches de polarité opposée et successivement

visibles par l'observateur (Section 2.2), et les taches semblent essentiellement réparties au niveau de l'équateur magnétique. L'ensemble de ces résultats permet de confirmer que les modulations de VR observées sont dues à l'activité stellaire. Cela était attendu par l'étude photométrique de Bonfils et al. (2012) qui, d'une part confirme la période de 23.7 jours, et d'autre part indique un écart de phase de 0.25 entre les variations de VR et de flux, en accord avec la présence d'une tache photosphérique.

✱ **GJ 410** : L'ensemble des observations est résumé Figure 4.11. Bien que dans ce cas la variabilité de  $V_s$  et le  $v \sin i$  soient importants ( $\chi_r^2 \simeq 5$ ,  $v \sin i = 2 \text{ km s}^{-1}$ ), nous n'observons pas d'anti-corrélation claire entre  $V_r$  et  $V_s$ . D'autre part le périodogramme de  $V_r$  semble indiquer une période de  $14.20 \pm 0.10 \text{ d}$ , compatible avec les périodes affectées par la DR identifiée grâce au champ magnétique (voir Section 4.4.2). Cette période étant supérieure à  $P_{\text{rot}}$ , il semblerait que les taches soient principalement situées à moyennes ou hautes latitudes.

De plus nous constatons, d'une part un excès de puissance pour une période de  $\sim 15$  jours dans le périodogramme du signal  $H\alpha$ , et d'autre part une forte corrélation (coefficient de corrélation de 0.72) entre les indices d'activité  $H\alpha$  et Na (voir Annexe B). Cela laisse penser que les modulations temporelles de VR proviennent de mêmes régions actives à la surface de l'étoile. Notons de plus que pour cette étoile qui est l'une des plus actives de l'échantillon étudié ( $v \sin i \sim 2 \text{ km s}^{-1}$ ), l'ensemble des principaux paramètres caractéristiques de l'activité montrent une amplitude plus importante que pour les autres étoiles (typiquement d'un facteur 1.5). Contrairement à GJ 358 ou GJ 479, aucune correspondance simple entre  $V_r$  et  $B_l$  n'apparaît clairement.

✱ **GJ 205** : Nous avons collecté 22 mesures sur 119 jours. Les données et leur périodogramme sont représentés Figure 4.12. L'amplitude pic-à-pic de  $V_s$  est de l'ordre de  $10 \text{ m s}^{-1}$ , avec une dispersion de  $5 \text{ m s}^{-1}$ . Aucune variation ou périodicité de  $V_s$  n'est détectée, et, *a fortiori*, nous ne mesurons aucune anti-corrélation entre  $V_r$  et  $V_s$ .

Si les périodogrammes de  $V_r$  et FWHM ne permettent pas d'identifier clairement la période de rotation, le périodogramme de  $H\alpha$ , en revanche, indique une périodicité des signaux de 33.6 jours ( $\text{FAP} \leq 15\%$ ), conforme, à la fois à la période identifiée avec le périodogramme de  $B_l$  de  $P_{\text{rot}}/2$  ( $P_{\text{rot}} = 33.63 \pm 0.037 \text{ jours}$ ), et à l'étude photométrique de Kiraga and Stepien (2007). Par ailleurs, on constate une corrélation entre  $H\alpha$  et  $V_r$  (avec un coefficient de corrélation de 0.60). Ceci permet de confirmer que les modulations observées de VR sont dues à l'activité de l'étoile.

Les variations de  $V_r$  sont faibles, et aucune corrélation ne peut clairement être identifiée entre  $V_r$  et  $B_l$ . Par ailleurs la période identifiée pour  $V_r$  est de  $39.70 \pm 0.35 \text{ d}$ , et n'est donc pas compatible avec  $P_{\text{rot}}$ . Cependant, GJ 205 étant une étoile M précoce comme GJ 410, on pourrait supposer une rotation différentielle similaire à celle identifiée pour GJ 410, *i.e.*, avec  $d\Omega \sim 50 \text{ mrad.s}^{-1}$ . Cela correspondrait alors à une différence de rotation entre les pôles et l'équateur d'une dizaine de jours telle que représentée Figure 4.12. Cette DR expliquerait le pic observé dans le périodogramme de VR, et supposerait la présence de taches aux hautes latitudes. Les observations ne couvrant densément que deux cycles rotationnels, nous ne pouvons malheureusement pas quantifier la DR de cette étoile à l'aide des spectres polarisés.

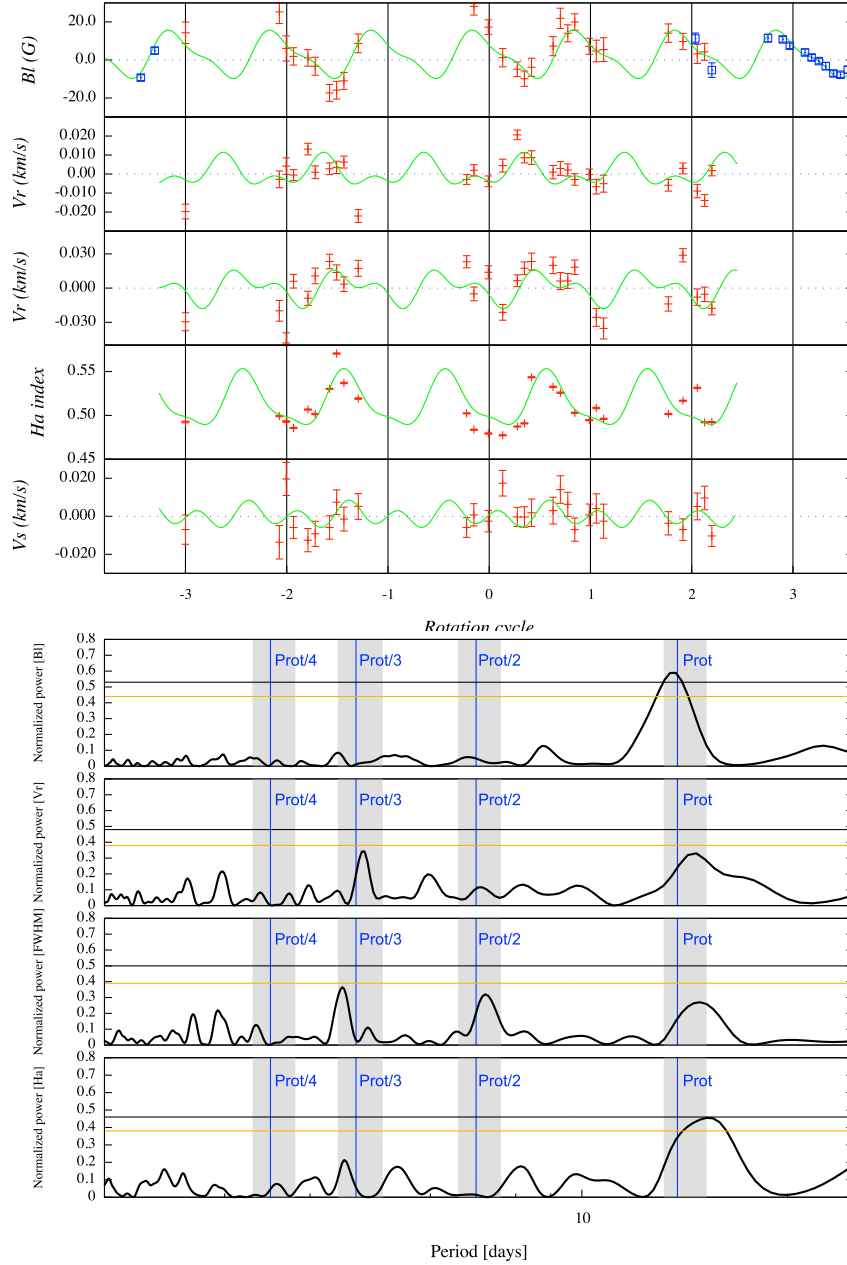


FIGURE 4.11 – Identique à la Figure 4.9 pour GJ 410, avec les points bleus pour les données de NARVAL. La zone grisée représente les périodes affectées par la rotation différentielle identifiée Section 4.4.2.

### b) Détection du signal en VR

Comme attendu, l'analyse préliminaire des données montre que les variations observées en VR pour les étoiles de notre échantillon sont dues majoritairement à de l'activité. La période est clairement identifiée avec l'aide de  $B_l$  pour lequel la FAP est toujours inférieure à 1% (sauf pour GJ 205, avec une FAP inférieure à 10%). La mesure de  $B_l$  et le calcul du périodogramme associé permettent donc d'identifier sans ambiguïté  $P_{\text{rot}}$ , la période de rotation de l'étoile.

Ce n'est pas toujours le cas avec la mesure de VR. Aussi, pour confirmer la détection du signal en VR, il est nécessaire de déterminer la vraisemblance d'un ajustement périodique, stable sur 2 à 3



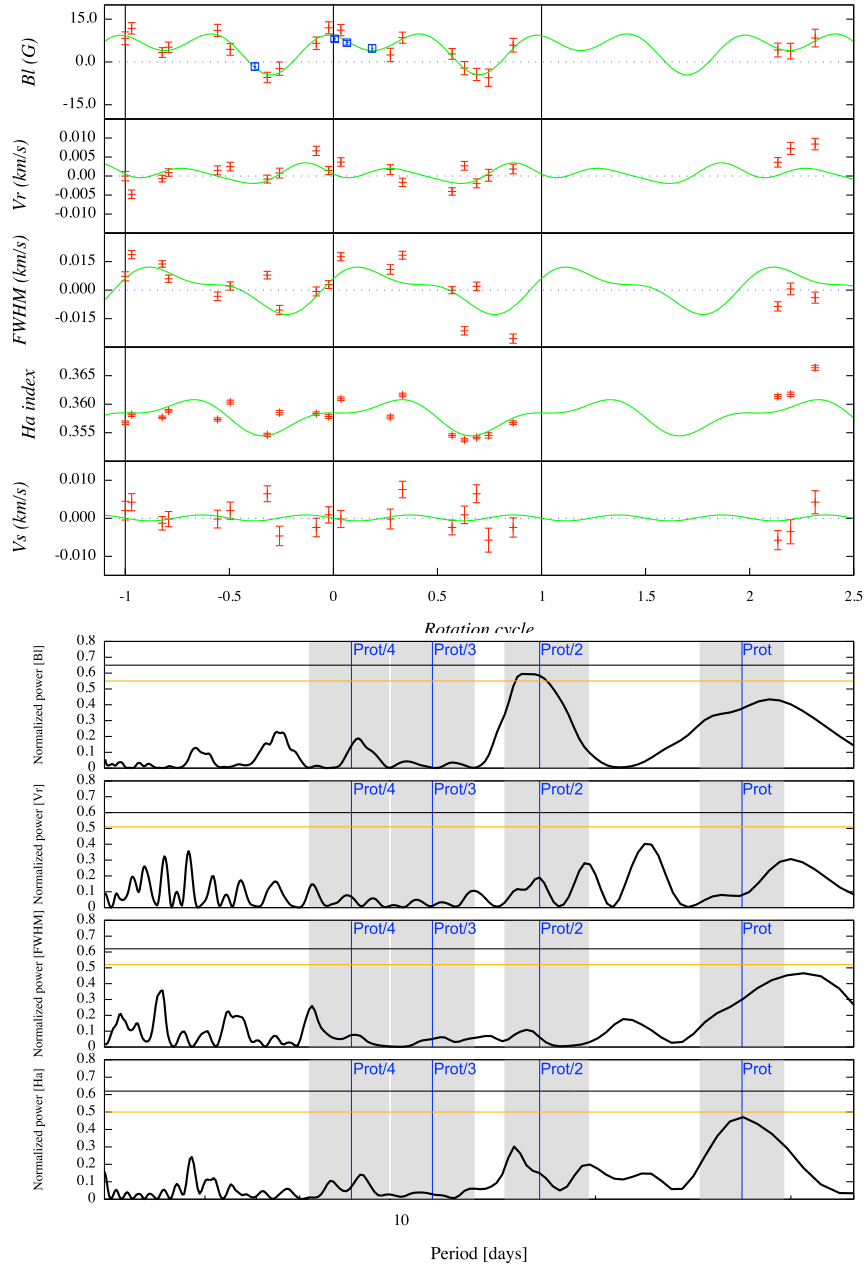


FIGURE 4.12 – Identique à la Figure 4.11 pour GJ 205. La zone grisée représente la rotation différentielle supposée (voir Section 4.4.2).

cycles de rotation stellaire, autrement dit de répondre à la question suivante : quelle est la probabilité qu'un modèle caractérisant des modulations rotationnelles de VR reproduisent les observations ? Pour l'estimer nous utilisons la fonction Gamma incomplète à partir du nombre de degrés de liberté et de l'amélioration du  $\chi_r^2$  entre un ajustement par une constante et par un ajustement multi-périodique à deux harmoniques. Lorsque le paramètre calculé  $p$  converge vers 1 (*i.e.*, que la FAP =  $(1 - p) \rightarrow 0$ ), l'ajustement ne peut être considéré comme fortuit. Les résultats de l'ajustement de  $V_r$  sont consignés dans la Table 4.4.

On note tout d'abord que, pour les quatre étoiles principales, la dispersion des mesures par rapport

	Données brutes			ajustement sinusoïdal		
	$\sigma_0$ (m s <sup>-1</sup> )	rms <sub>0</sub> (m s <sup>-1</sup> )	$\chi_{r,0}^2$	rms <sub>1</sub> (m s <sup>-1</sup> )	$\chi_{r,1}^2$	FAP (%)
GJ 205	1.45	3.53	7.81	3.05 (2.52)	6.27 (4.10)	73 (2)
GJ 410	3.28	8.84	7.85	6.55	3.96	0.04
GJ 479	2.02	5.29	7.71	3.65	3.58	0.09
GJ 358	2.08	4.79	5.59	2.47	1.69	≤ 0.01

TABLE 4.4 – Table des paramètres caractérisant la détection et la modélisation du jitter d'activité. La première colonne donne le nom de l'étoile, les colonnes 2 à 4 indiquent le bruit moyen  $\sigma_0$  sur les données de VR, l'écart-type (ou rms) des mesures de  $V_r$ , ainsi que le  $\chi_r^2$  par rapport à la moyenne. Les colonnes 5 à 7 mentionnent le rms des résidus obtenu après un ajustement sinusoïdal de la VR (avec deux harmoniques), le  $\chi_r^2$  de l'ajustement, et l'estimation de la vraisemblance (FAP) de la détection (voir texte). Les valeurs entre parenthèses correspondent à un ajustement multi-périodique en supposant une DR semblable à celle de GJ 410.

à la moyenne est supérieure d'un facteur 2 à 3 aux barres d'erreur moyennes. L'ajustement par une fonction multi-périodique permet de réduire le  $\chi_r^2$ . Cependant, nous n'arrivons jamais à un  $\chi_r^2$  de 1. Les données ne peuvent donc pas être ajustées au bruit près avec un modèle périodique, stable sur 2 à 3 cycles de rotation, tel que l'ajustement du jitter d'activité par une fonction multi-périodique, mais aussi celui à l'aide de l'imagerie Doppler (§ suivant). Cela peut venir d'une sous-estimation des barres d'erreur, mais également d'une variabilité intrinsèque d'échelle de temps variable (par exemple due à des flares ou à de la rotation différentielle). De plus les ajustements les moins efficaces sont ceux des VR de GJ 205 et GJ 410 dont la période identifiée dans le signal en VR diffère de  $P_{\text{rot}}$  ; ce sont par ailleurs deux des étoiles les plus précoces de l'échantillon de naines M étudiées (type spectral M0-M1), étoiles connues pour leur variabilité accrue par rapport aux naines M plus tardives (Donati et al., 2008a). Les modèles que nous utilisons permettent de modéliser uniquement les signaux périodiques et stables sur la durée des observations (soit 2-3 périodes de rotation stellaire). Aussi pour évaluer la FAP de la détection nous utilisons la relation suivante pour calculer  $\Delta\chi^2$  associé au modèle :

$$\Delta\chi^2 = \frac{\chi_{r,0}^2 - \chi_{r,1}^2}{\chi_{r,1}^2} N, \quad (4.5)$$

avec  $N$ , le nombre de mesures,  $\chi_{r,0}^2$  est le  $\chi_r^2$  des données par rapport à la moyenne, et  $\chi_{r,1}^2$  celui des données ajustées avec une sinusoïde avec le fondamental et les deux premières harmoniques. Cette mise à l'échelle de  $\Delta\chi^2$  (équivalent à une mise à l'échelle des barres d'erreur) permet de calculer la FAP associée à la détection d'un signal en VR stable et modulé par la rotation stellaire. C'est cette valeur qui est reportée Table 4.4. Ainsi aucun signal stable n'est réellement détecté pour GJ 205 (FAP  $\sim 73\%$ ), à moins de considérer une période de 39.7 jours et donc de supposer la présence de DR (dans ce cas FAP  $\sim 2\%$ ). Pour les trois autres la détection est claire (FAP  $< 1\%$ ).

Comme nous ne pouvons pas atteindre un  $\chi_r^2$  de 1.0, avec 3 ou même 4 harmoniques, le jitter se compose donc d'une composante issue de la modulation rotationnelle ( $J_m$ ), et d'une composante plus aléatoire dont on ne connaît pas bien l'origine ( $J_r$ ), et qui, elle, n'est pas modélisée. Pour estimer l'importance de chacune des composantes pour chaque étoile, nous pouvons calculer leur rms, une

fois le bruit des données soustrait quadratiquement. Les résultats sont présentés Table 4.5.

	$\text{rms}_{J,tot}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,m}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,r}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$A_1$
GJ 205	3.21	1.75 (2.46)	2.68 (2.06)	1.2 (1.6)
GJ 410	8.21	5.67	5.93	1.4
GJ 479	4.89	3.83	3.04	1.7
GJ 358	4.31	4.10	1.33	3.2

TABLE 4.5 – La première colonne indique le nom de l'étoile considérée. La colonne 2 mentionne  $\text{rms}_{J,tot}$ , l'écart type des vitesses radiales mesurées, une fois le bruit  $\sigma_0$  soustrait quadratiquement ( $\text{rms}_{J,tot} = \sqrt{\text{rms}_0^2 - \sigma_0^2}$ , avec  $\text{rms}_0$ , l'écart-type par rapport à la moyenne, voir Table 4.6), la colonne 3 indique  $\text{rms}_{J,m}$ , l'écart-type du jitter d'activité issu de la modulation rotationnelle ( $\text{rms}_{J,m} = \sqrt{\text{rms}_0^2 - \text{rms}_1^2}$ ). La colonne 4 indique  $\text{rms}_{J,r}$ , l'écart-type du jitter d'activité issu d'une variabilité intrinsèque de l'étoile ( $\text{rms}_{J,r} = \sqrt{\text{rms}_1^2 - \sigma_0^2}$ ). Avec une modélisation des modulations périodiques du jitter, nous pouvons, au mieux, réduire le jitter d'activité d'un facteur  $A_1 = \text{rms}_{J,tot} / \text{rms}_{J,r}$  (colonne 5). Les valeurs entre parenthèses correspondent à un ajustement multi-périodique en supposant une DR semblable à celle de GJ 410.

Si la composante  $J_m$  est majoritaire pour GJ 358 et GJ 479, la tendance s'inverse pour les étoiles plus précoces comme GJ 410 et GJ 205 (à moins de prendre en compte la DR). Avec un ajustement du jitter d'activité par une fonction multi-périodique (à la période du fondamental + les 2 premières harmoniques), nous pouvons réduire au mieux le jitter d'un facteur  $A_1 = 3.2$  (cas de GJ 358). L'imagerie Doppler permettant de reproduire des signaux périodiques en VR, nous ne pourrions donc au mieux que réduire le jitter du facteur  $A_1$  présenté Table 4.5, ce facteur semblant augmenter avec la masse  $M_\star$  de l'étoile.

#### 4.4.2 Modélisation de l'activité par imagerie Doppler

Pour ces étoiles de faible  $v \sin i$  le bissecteur n'est pas un outil adapté pour l'étude de l'activité, mais nous pouvons utiliser les spectres dynamiques des résidus RI des CCF (Section 2.2.3) pour voir l'évolution temporelle des déformations des profils. Pour cela, nous avons soustrait le profil moyen  $I_1$  à l'ensemble des spectres  $I$  acquis, puis nous les avons superposés les uns au-dessus des autres pour mettre en avant la migration des taches à travers la série temporelle des CCF. Ces spectres sont montrés Figure 4.13 à 4.16. On remarque que pour GJ 358 et GJ 479 la migration caractéristique des taches se répète identique à elle-même d'un cycle de rotation à l'autre. Pour GJ 205, l'amplitude des résidus des CCF n'excèdent pas 0.05% du continu non polarisé, et sont donc environ deux fois plus faibles que pour les trois autres étoiles étudiées. La faiblesse du signal rend difficile l'identification de la migration de taches à travers le profil. Pour GJ 410, on remarque que les résidus RI autour des phases 2.707 et 3.777, et dans une moindre mesure, autour des phases 4.8 et 5.8, ne sont pas compatibles. Il semblerait ainsi que la tache migrant à travers la CCF autour de la phase 0.7 ne soit plus présente au cycle suivant, et qu'une nouvelle tache apparaisse vers la phase 0.9. On retrouve donc avec les spectres dynamiques illustrant la migration des taches la variabilité observée en VR pour les naines M précoces.

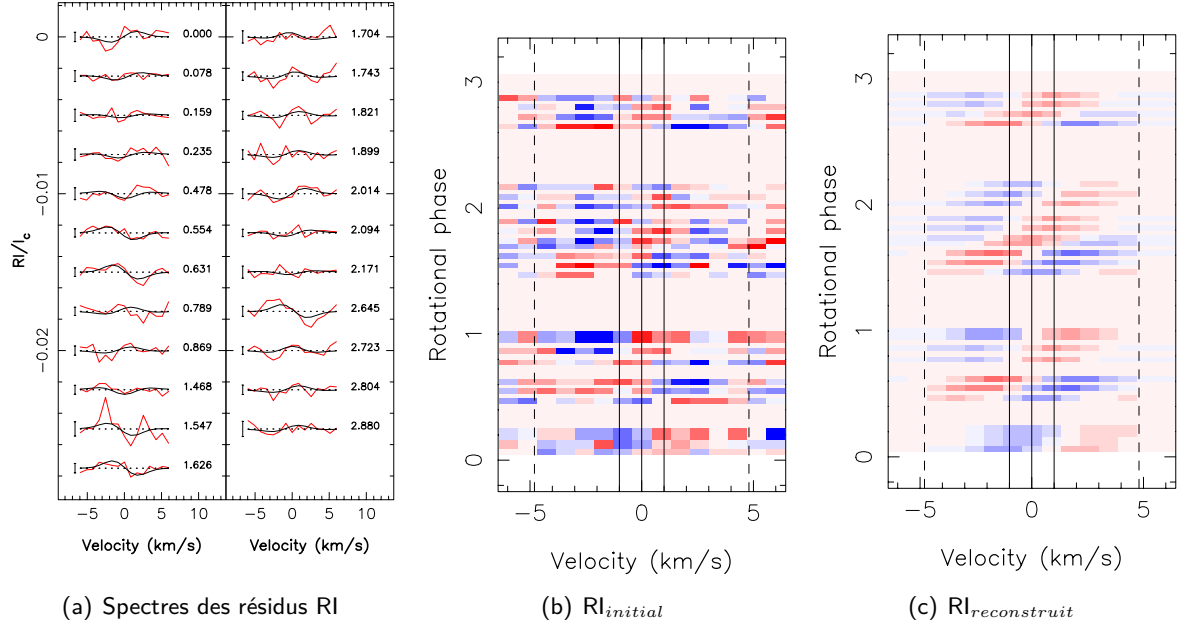


FIGURE 4.13 – (a) Série temporelle des résidus  $RI$  des CCF pour GJ 358. Les données sont en rouge, les résidus issus de la reconstruction par DI sont en noir. À droite sont indiquées les phases d'observations, à gauche les barres d'erreur à  $\pm 1\sigma$ . (b) Spectre dynamique des résidus  $RI$  des CCF initiales. L'échelle de couleur est de  $+0.075\%$  pour le rouge foncé, à  $-0.075\%$  pour le bleu foncé. Les traits verticaux indiquent le  $v \sin i$  (trait continu), et la largeur à mi-hauteur typique de la CCF (en tirets). (c) identique à (b) pour les résidus issus de la reconstruction par DI.

À partir de ces résidus des CCF, nous allons maintenant appliquer la méthode d'imagerie Doppler présentée dans le Chapitre 3, afin d'une part de reconstruire les spectres dynamiques observés, et d'autre part de calculer le jitter en vitesse radiale induit par la répartition des taches reconstruites pour le comparer au jitter d'activité mesuré. Les paramètres d'entrée ( $v \sin i$ ,  $i$  et  $P_{\text{rot}}$ ) sont les mêmes que ceux utilisés pour la reconstruction magnétique. La carte finale la plus probable est déterminée à l'aide de la minimisation du  $\chi^2$ , avec la contrainte de l'entropie maximale.

Pour évaluer la vraisemblance de l'ajustement de VR obtenu avec l'imagerie Doppler et valider le modèle développé, nous calculons comme précédemment la FAP associée. Comme l'imagerie Doppler ne peut reproduire que les évènements stables (durant la durée des observations) et modulés par la rotation, nous prenons comme référence le niveau d'ajustement atteint à l'aide d'une fonction multi-périodique (fondamental + 2 premières harmoniques). La FAP est alors évaluée à partir du  $\Delta\chi^2$  calculé comme suit :

$$\Delta\chi^2 = \frac{\chi_{r,0}^2 - \chi_{r,2}^2}{\chi_{r,1}^2} N, \quad (4.6)$$

avec  $\chi_{r,2}^2$  le  $\chi_r^2$  associé à l'ajustement des variations de VR à l'aide de l'imagerie Doppler. La mesure de la VR modélisée se fait donc à partir des spectres reconstruits à partir de l'imagerie Doppler. Pour déterminer la FAP associée à ce modèle, le nombre de degrés de liberté est évalué à l'aide du nombre d'harmoniques sphériques nécessaire pour décrire l'étoile. Dans le cas des faibles  $v \sin i$ , il est nécessaire de reconstruire les harmoniques sphériques de degré  $l < 5$ , ce qui correspond à environ 15 degrés de liberté. Les résultats sont présentés dans la Table 4.6.

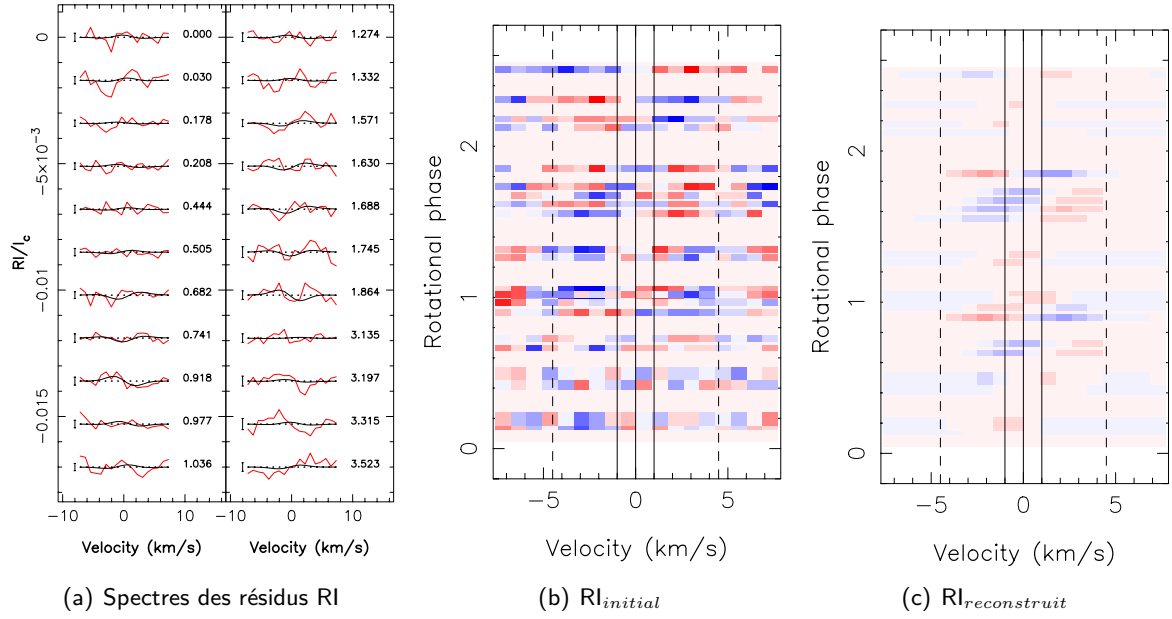
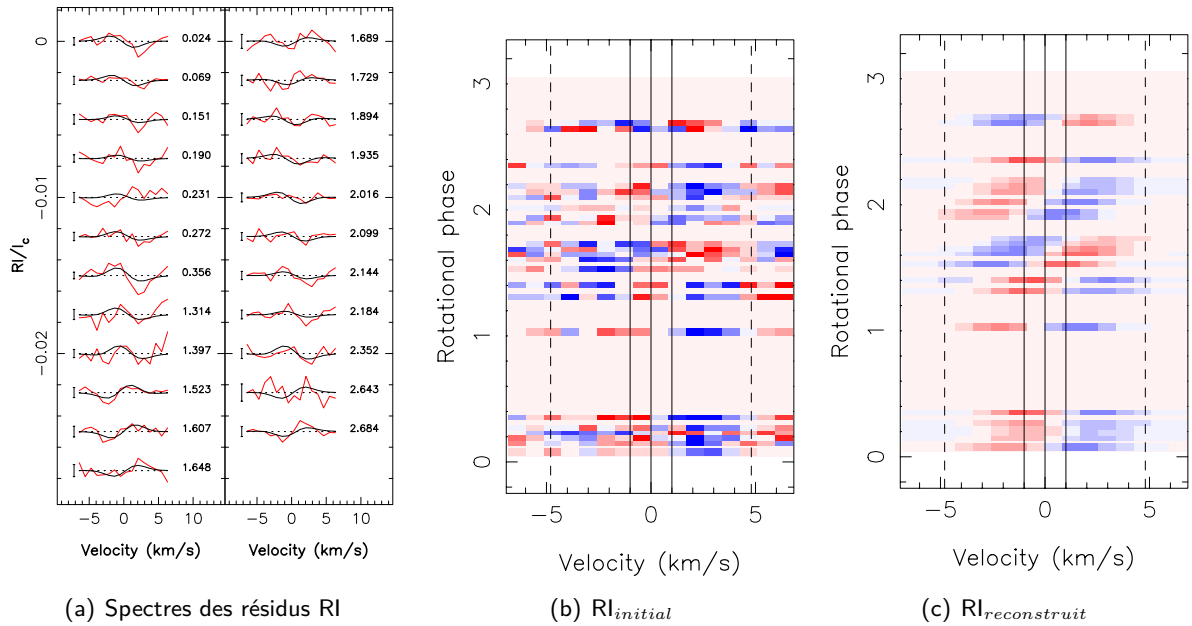

 FIGURE 4.14 – Identique à la Figure 4.13 pour GJ 205, avec une échelle de couleur entre  $\pm 0.055\%$ .


FIGURE 4.15 – Identique à la Figure 4.13 pour GJ 479.

✱ **GJ 358** : La principale trace que l'on voit dans le spectre dynamique se situe autour de la phase 0.75, et traverse toute la largeur de la CCF. La carte reconstruite est donnée Figure 4.17. On reconstruit l'équivalent de 1% de tache dont la brillance relative est fixée à  $b = 0.5$  (i.e., la brillance de la tache est deux fois plus faible que celle de la photosphère environnante). Le  $\chi_r^2$  initial est de 3.8, il correspond à l'ajustement des résidus par une étoile non tachée. L'ajout de taches permet, au mieux, un ajustement final des spectres I correspondant à  $\chi_r^2 = 2.1$ . La tache principale est reconstruite à haute latitude ( $60^\circ$ ), et s'étend vers l'équateur.

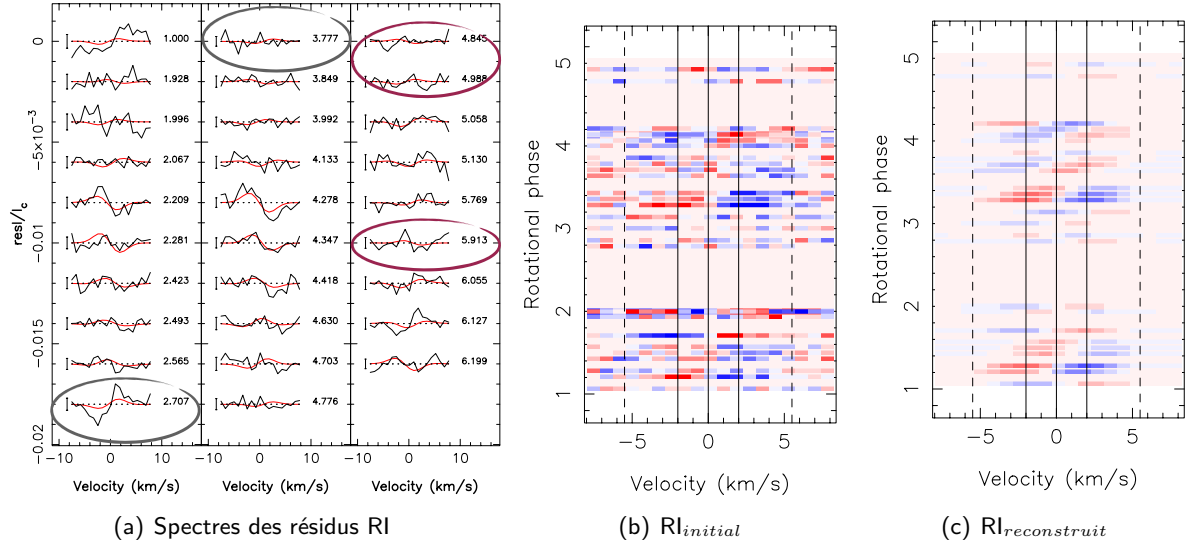


FIGURE 4.16 – Identique à la Figure 4.13 pour GJ 410 avec les données en noir et l'ajustement en rouge. Entouré de gris et de bordeaux, les phases sont non-compatibles d'un cycle à l'autre.

	Données VR brutes			Ajustement multi-périodique (fond. + 2 harm.)			Ajustement des profils par DI					
	$\sigma_0$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_0$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\chi^2_{r,0}$	$\text{rms}_1$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\chi^2_{r,1}$	FAP (%)	Courbes VR			Profils LSD		
							$\text{rms}_2$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\chi^2_{r,2}$	FAP (%)	$\chi^2_{r,i}$	$\chi^2_{r,f}$	FAP (%)
GJ 205	1.45	3.52	7.81	3.05	6.27	73	3.17	6.31	98	6.6	3.7	$\leq 0.01$
-	-	-	-	(2.52)	(4.10)	(2)	(2.74)	(4.37)	(3.5)	-	(3.5)	( $\leq 0.01$ )
GJ 410	3.28	8.84	7.85	6.55	3.96	0.04	6.78	4.14	2.8	2.9	2.0	$\leq 0.01$
GJ 479	2.02	5.29	7.71	3.65	3.58	0.09	3.93	4.05	7.4	5.0	2.9	$\leq 0.01$
GJ 358	2.08	4.79	5.59	2.47	1.69	$\leq 0.01$	2.88	2.05	$\leq 0.01$	3.8	2.1	$\leq 0.01$

TABLE 4.6 – Les colonnes 1 à 7 sont identiques à celles de la Table 4.4. Les colonnes 8 à 10 donnent le rms des résidus obtenu après l'ajustement de la vitesse radiale à partir de la carte obtenue par DI, le  $\chi^2$  réduit associé, et l'évaluation de la vraisemblance du modèle calculée avec la relation 4.6. Les colonnes 11 à 13 mentionnent  $\chi^2_{r,i}$  et  $\chi^2_{r,f}$ , les  $\chi^2_r$  initiaux et finaux associés à la reconstruction des spectres  $I$  par imagerie Doppler, ainsi que la FAP associée à la reconstruction des spectres. Les valeurs entre parenthèses correspondent à un ajustement multi-périodique et par DI des mesures de VR de GJ 205 en supposant une DR semblable à celle de GJ 410.

Avec la carte des taches, la vitesse radiale reconstruite a une amplitude pic-à-pic de  $8.5 \text{ m s}^{-1}$  et ajuste les données à  $\chi^2_r$  final de 2.1. Nous sommes ainsi capables de reproduire le signal de vitesse radiale induit par les taches sombres à une précision de  $2.88 \text{ m s}^{-1}$  (pour un bruit de mesure moyen de  $2.08 \text{ m s}^{-1}$ ). La faible FAP associée ( $\leq 0.01$ ) témoigne de la vraisemblance de la modélisation par imagerie Doppler. Dans le périodogramme des résidus de  $V_r$  (en bleu Figure 4.17), les périodes  $P_{\text{rot}}$ ,  $P_{\text{rot}}/2$  et  $P_{\text{rot}}/3$  ont été nettoyées, et il ne reste plus de signal dominant.

Si le filtrage est efficace pour  $V_r$ , en revanche il ne permet pas de modéliser l'évolution de la largeur à mi-hauteur du profil dont l'amplitude de la variation n'est pas correctement reproduite.

\* **GJ 479** : Le spectre dynamique des résidus  $RI$  de cette étoile (Figure 4.15) montre une

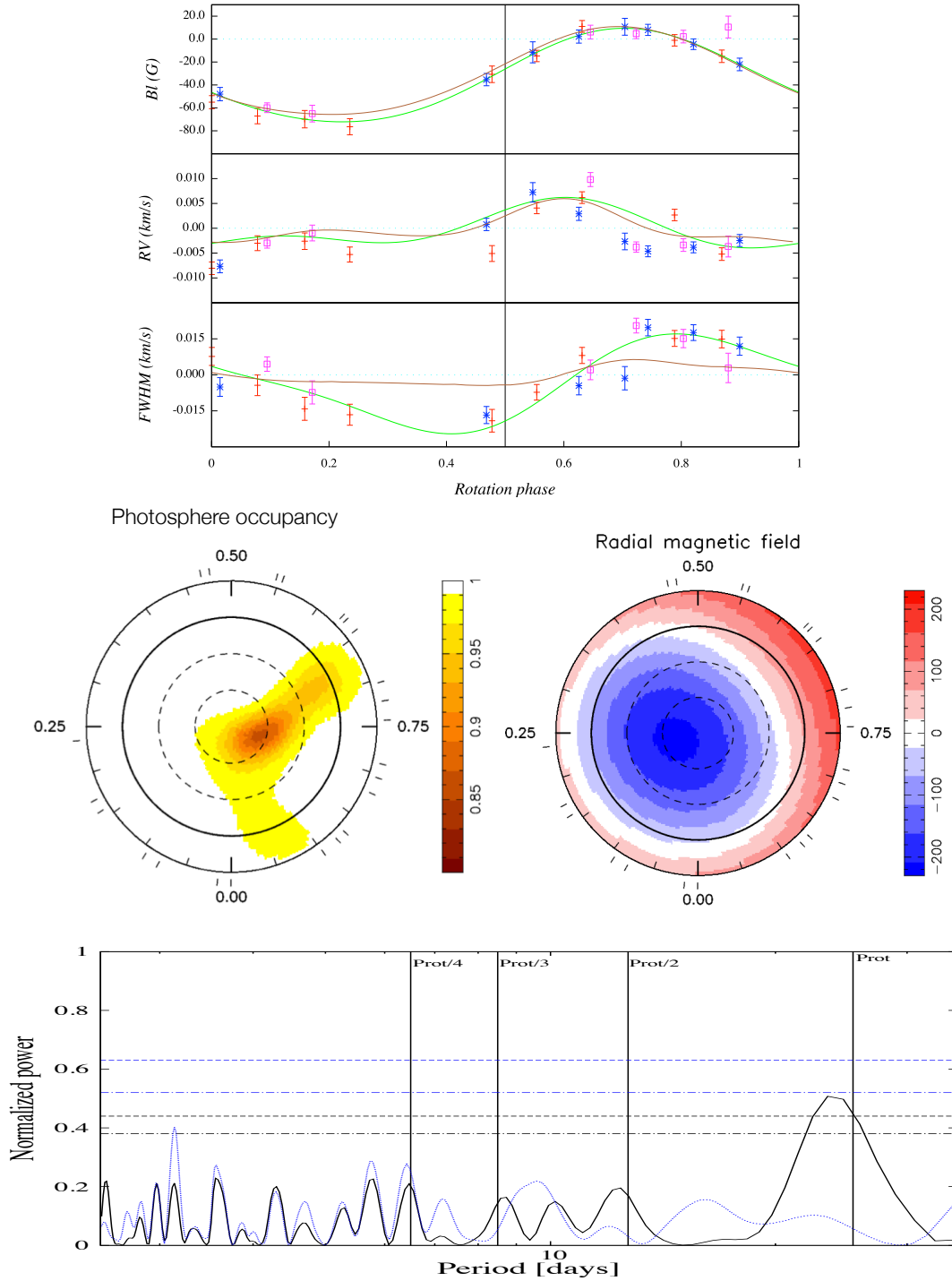


FIGURE 4.17 – *En haut* : Évolution temporelle de  $B_l$ ,  $V_r$  et  $FWHM$  pour GJ 358. Les données sont représentées avec leur barre d'erreur avec une couleur par cycle rotationnel. La courbe verte représente un ajustement sinusoïdal avec une harmonique, la courbe marron représente le jitter modélisée à partir de l'imagerie Doppler.

*Au centre* : Carte de la distribution de tache reconstruite à la surface de GJ 358 (l'échelle de couleur indique le % de photosphère dans chaque cellule de l'étoile), et carte de champ radial.

*En bas* : Périodogramme des mesures de  $V_r$  avant (en noir) et après (en bleu) filtrage du jitter modélisé par DI. Les niveaux de FAP à 1% et 10% sont indiqués en tirets et tirets-points.

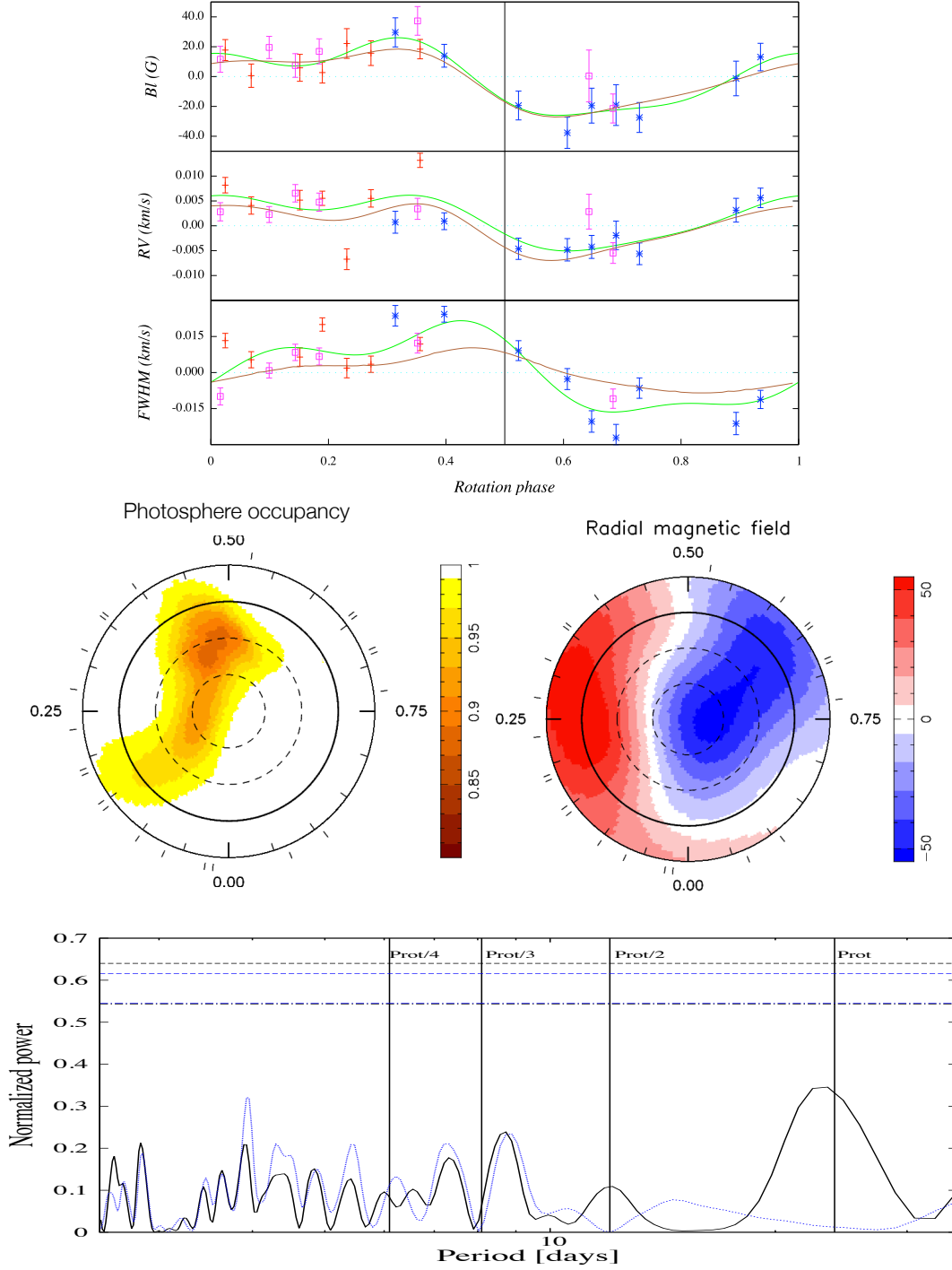


FIGURE 4.18 – Identique à la Figure 4.17, mais pour GJ 479.

trace principale centrée sur la phase 0.5. La tache reconstruite (voir Figure 4.18) recouvre 1.4% de la surface totale de l'étoile, et elle se situe à moyenne latitude ( $\sim 40^\circ$ ). Le  $\chi_r^2$  des résidus initiaux est de 5.0, avec la carte ils sont reproduits à  $\chi_r^2 = 2.9$ .

Avec cette carte, nous pouvons améliorer la précision de l'ajustement du jitter, avec des résidus dont la dispersion est de  $3.93 \text{ ms}^{-1}$ , équivalent à une FAP de 7.4%. Le signal a alors une amplitude pic-à-pic de l'ordre de  $11 \text{ ms}^{-1}$ . Le périodogramme des vitesses radiales résiduelles (en bleu



Figure 4.18) confirme que les signaux de période  $P_{\text{rot}}$ ,  $P_{\text{rot}}/2$  et  $P_{\text{rot}}/3$  ont été nettoyés. Comme pour GJ 358, si le filtrage est efficace pour  $V_r$ , il ne l'est pas vraiment pour la largeur à mi-hauteur. L'amplitude de FWHM est ici sous-estimée d'un facteur 2 (Figure 4.18).

✱ **GJ 410** : Les observations s'étalent sur trois mois (soit 6 cycles de rotation stellaire) avec trois trous d'environ un cycle de rotation (au niveau des cycles 1, 3 et 5). Pour cette étoile qui est l'une des plus actives de l'échantillon, tous les résidus ne sont pas compatibles d'un cycle à l'autre (notamment autour des cycles 2.7 et 3.7, ou encore 4.9 et 5.9 (Figure 4.16)). Nous avons alors reconstruit les données dans leur ensemble (Annexe B pour les résultats), et selon trois époques d'observations : l'époque (1) entre les cycles rotationnels 1.928 et 2.707 avec 9 mesures, l'époque (2) correspondant aux cycles rotationnels 3.777 à 4.988 avec 12 observations, l'époque (3) entre les cycles rotationnels 5.058 et 6.199 avec 7 mesures.

La reconstruction des taches à la surface de l'étoile montre que pour la première époque (époque (1)) une tache sombre est nettement présente à basse latitude à la phase 0.6, avec une tache sombre secondaire à la phase 0.2 vers  $30^\circ$ . Cette dernière tend à se renforcer deux cycles après, et une deuxième tache apparaît à basse latitude, vers la phase 0.95 (Figure 4.19). La qualité de la reconstruction des spectres  $I$  s'améliore avec un  $\chi_r^2$  final entre 1.7 et 1.2, contre 2.0 pour la reconstruction à partir de l'ensemble des observations, et cela aboutit à une meilleure reconstruction des résidus aux phases 2.707, 3.777 et 4.988 (Figure 4.20).

La précision obtenue sur le filtrage du jitter s'améliore également en effectuant la reconstruction sur 1 à 2 cycles de rotation stellaire (voir Table 4.7).

	Données VR brutes			Ajustement multi-périodique (fond. + 1 ou 2 harm.)			Ajustement des profils par DI					
	$\sigma_0$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_0$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\chi_{r,0}^2$	$\text{rms}_1$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\chi_{r,1}^2$	FAP (%)	Courbes VR			Profils LSD		
							$\text{rms}_2$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\chi_{r,2}^2$	FAP (%)	$\chi_{r,i}^2$	$\chi_{r,f}^2$	FAP (%)
époque (1)	3.43	9.64	8.40	3.43	1.0	$\leq 0.01$	4.67	1.92	$\leq 0.01$	2.8	1.7	$\leq 0.01$
époque (2)	3.22	7.14	6.29	3.83	1.03	$\leq 0.01$	3.95	1.66	$\leq 0.01$	2.5	1.6	$\leq 0.01$
époque (3)	3.06	5.94	3.91	3.06	1.0	$\leq 0.01$	3.14	1.02	17	2.2	1.2	$\leq 0.01$
Total	3.28	8.84	7.85	6.55	3.96	0.04	6.78	4.14	2.8	2.9	2.0	$\leq 0.01$

TABLE 4.7 – Identique à la Table 4.6 pour la modélisation des données VR de GJ 410 selon les trois époques considérées ((1) à (3)). Dans le cas des époques (1) et (3), en raison du faible nombre de données (9 et 7 respectivement), un ajustement sinusoïdal avec une seule harmonique suffit pour avoir une dispersion des vitesses résiduelles inférieure à  $3 \text{ m s}^{-1}$ . Sur une période d'observation inférieure à 2 cycles de rotation, le jitter de GJ 410 peut donc entièrement être modélisé par de la modulation rotationnelle ( $\text{rms}_{J,r} \sim 0 \text{ m s}^{-1}$ , et  $\text{rms}_{J,tot} \sim \text{rms}_{J,m}$ ), et l'on prend  $\chi_{r,1}^2 = 1.0$  et  $\text{rms}_1 = \sigma_0$ .

Cette étoile est donc manifestement active, avec une variabilité des taches à la surface dont la durée de vie est de l'ordre de 1 à 2 cycles de rotation. Notons enfin, qu'ici encore la largeur à mi-hauteur ne peut être convenablement ajustée avec le modèle utilisé, l'amplitude des variations restant sous estimée.

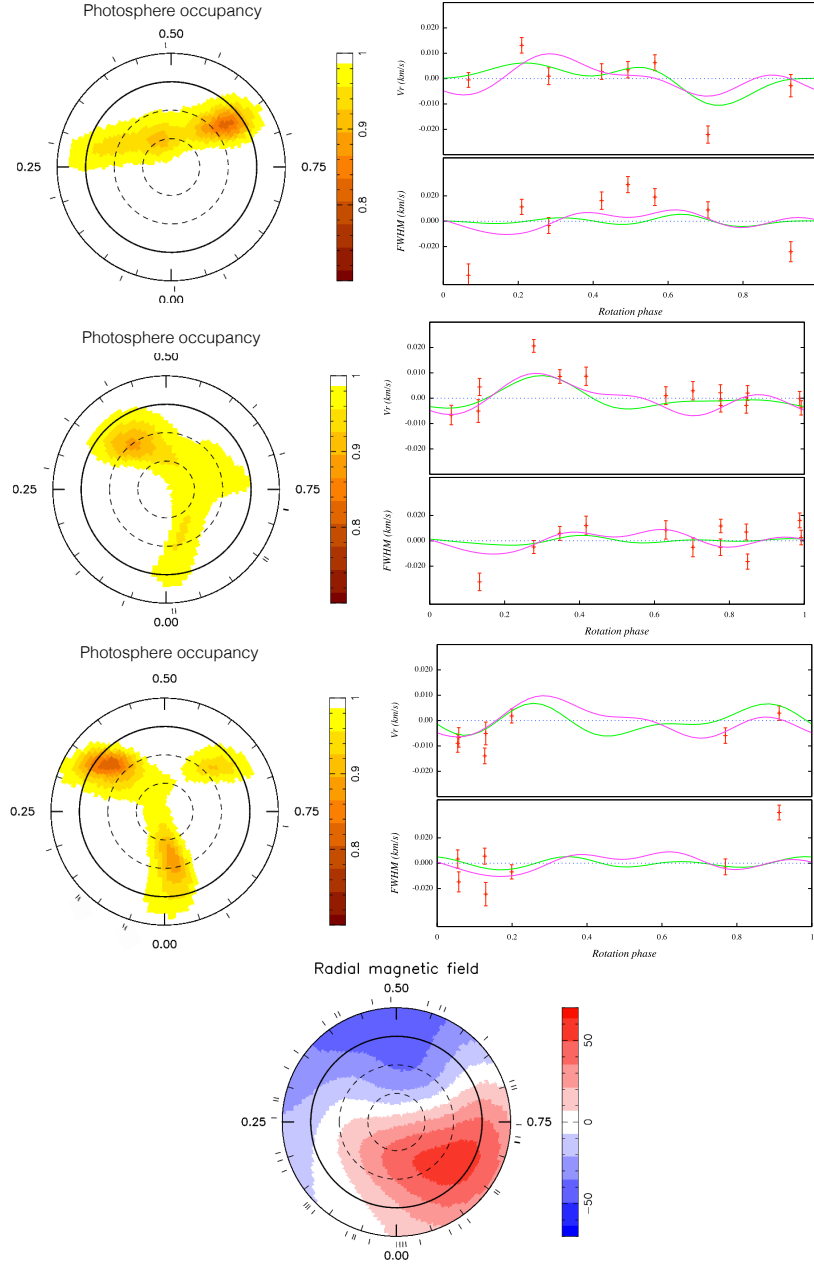


FIGURE 4.19 – *Colonne de gauche* : Cartes reconstruites de la surface de GJ 410 pour, de haut en bas, la période (1), (2) et (3).

*Colonne de droite* : Évolution temporelle de  $V_r$  et  $FWHM$ . Pour chacune des périodes d'observation (1), (2) et (3), les données sont représentées avec leur barre d'erreur en rouge, la courbe rose représente le jitter modélisé à partir de l'imagerie Doppler sur l'ensemble des données et la courbe verte représente le modèle obtenu par DI sur un ensemble restreint d'observations. *En bas* : Champ magnétique radial de GJ 410.

✱ **GJ 205** : Aucune trace migrant à travers la CCF n'est facilement identifiable dans le spectre dynamique des résidus (Figure 4.14), dont l'amplitude reste faible ( $< 0.05\%$ ). Le code d'imagerie permet néanmoins d'améliorer le  $\chi^2$  réduit en introduisant 1.2% de taches à la surface de l'étoile (passage de  $\chi_r^2 = 6.6$  à 3.7). La tache reconstruite est étendue, et une faible tache se distingue vers la phase 0.97, à une latitude de  $30^\circ$ .

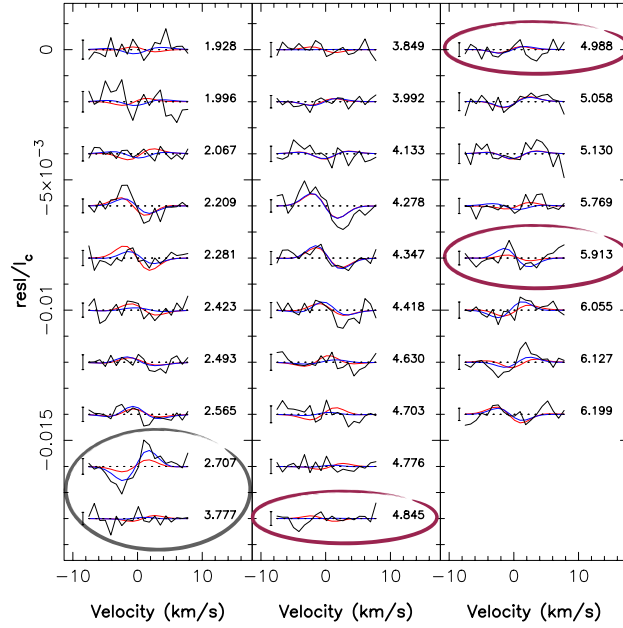


FIGURE 4.20 – Résidus  $RI$  des CCF en fonction du temps pour GJ 410. Les données sont en noir, les résidus issus de la reconstruction par DI avec l'ensemble des observations sont en rouge, et la reconstruction des résidus période par période est en bleu. À droite sont indiquées les phases d'observations, à gauche les barres d'erreur à  $\pm 1\sigma$ .

Entouré de gris et de bordeaux, les phases sont compatibles d'un cycle à l'autre. La reconstruction sur un nombre restreint de cycle de rotation permet un meilleur ajustement des résidus.

Le jitter de vitesse radiale induit par cette carte est faible, avec une dispersion des vitesses résiduelles de  $3.2 \text{ m s}^{-1}$ . Le périodogramme des données atteste de la faible efficacité de la modélisation (voir Figure 4.21). Les ajustements par une fonction multi-périodique et par imagerie ont une précision équivalente ( $3 \text{ m s}^{-1}$ ), mais reproduisent mal les données qui ne varient que peu à la période  $P_{\text{rot}}$  identifiée. Cependant, si l'on refait la reconstruction avec la période identifiée avec le périodogramme de  $V_r$ , l'efficacité de l'imagerie s'améliore : on reconstruit une carte attestant la présence de taches de moyennes latitudes et les périodes affectées sont nettoyées (voir Figure 4.22).

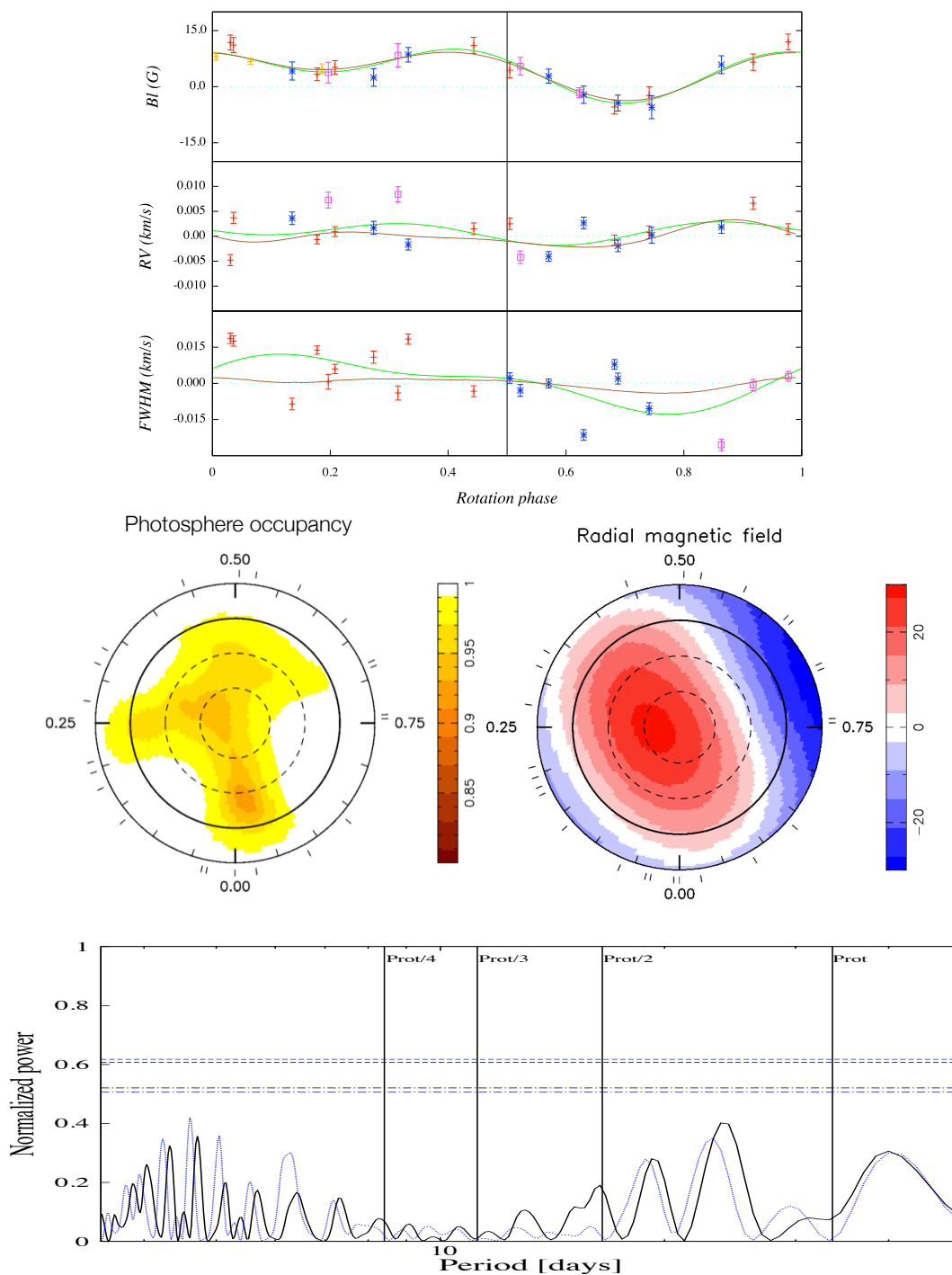


FIGURE 4.21 – Identique à la Figure 4.17, mais pour GJ 205.

### 4.4.3 Conclusion

L'étude préliminaire de la topologie magnétique à grande échelle des étoiles M permet de contraindre  $P_{\text{rot}}$  et les différents paramètres d'entrée du code d'imagerie.

Il est ensuite nécessaire de calculer les résidus  $RI$  des spectres  $I$  par rapport au spectre moyen, et de modéliser ce dernier ( $I'_1$ ) avant d'ajouter les résidus. Le code se concentre alors sur la reconstruction

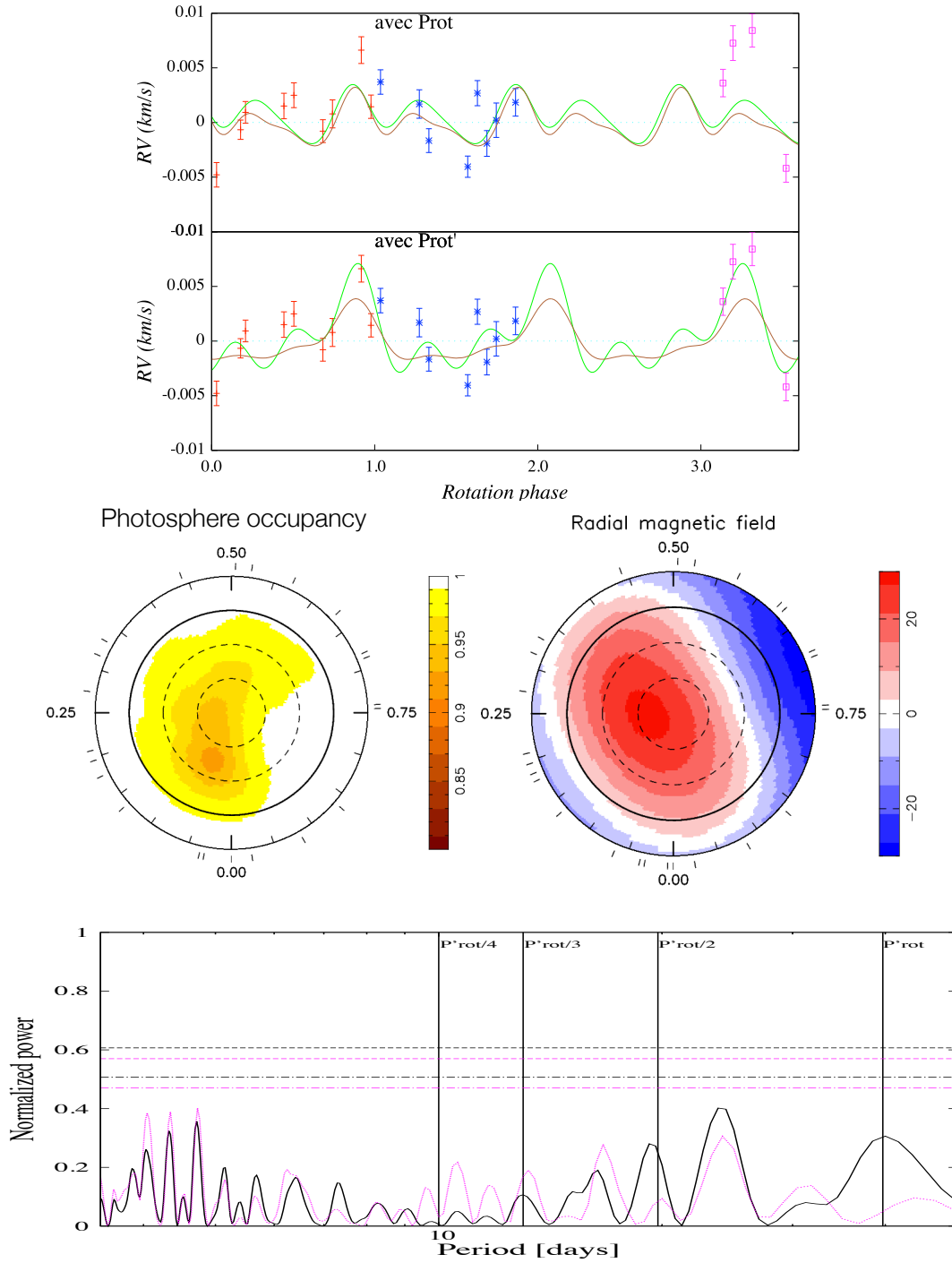


FIGURE 4.22 – Carte en brillance et périodogramme de VR en supposant une DR pour GJ 205. *En haut* : Évolution temporelle de  $V_r$  de GJ 205 et ajustement par une fonction multi-périodique (vert) et par DI (brun) en supposant  $P = P_{\text{rot}}$  (panneau supérieur), et  $P/P'_{\text{rot}} = 39.7$  d, i.e., en supposant une DR (panneau inférieur) telle que  $d\Omega \sim 50 \text{ mrad.s}^{-1}$ . *Au centre* : Carte reconstruite de la surface de GJ 205 avec une période de  $P'_{\text{rot}}$  et carte du champ magnétique radial. *En bas* : Périodogramme de  $V_r$  observées en noir, et de la vitesse radiale une fois nettoyée de la vitesse radiale modélisée par DI avec DR en rose. Les niveaux de FAP à 1% et 10% sont indiqués en pointillés et points-pointillés.

des déformations par rapport à la moyenne. Les performances du filtrage sont présentées Table 4.8.

	$\text{rms}_{J,tot}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,m}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,r}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,m}$ avec DI ( $\text{m s}^{-1}$ )	$A_1$	$A_2$	$A_3$
GJ 205	3.21	1.75 (2.46)	2.68 (2.06)	1.53 (2.21)	1.2 (1.6)	1.1 (1.4)	2.1 (2.3)
GJ 410	8.21	5.67	5.93	5.82	1.4	1.3	3.1
partie (1)	9.01	9.01	-	8.43	-	2.9	2.8
partie (2)	6.37	6.02	2.07	5.95	3.1	2.8	6.6
partie (3)	5.10	5.10	-	5.04	-	7.3	6.5
GJ 479	4.89	3.83	3.04	3.54	1.7	1.5	2.6
GJ 358	4.31	4.10	1.33	3.83	3.2	2.2	2.8

TABLE 4.8 – Identique à la Table 4.5, avec en plus en 5ème colonne le rms du jitter d'activité issu de la modulation rotationnelle et modélisé à partir de la carte reconstruite par imagerie. Les colonnes 6 et 7 indiquent le facteur par lequel on a réduit le jitter d'activité à l'aide d'un ajustement sinusoïdal ( $A_1$ ), et d'un ajustement par imagerie ( $A_2$ ) de la composante du jitter issue de la modulation rotationnelle ( $J_m$ ). Les tirets pour les périodes d'observation (1) et (3) de GJ 410 indiquent que dans ce cas les données peuvent être ajustées au bruit près, l'essentiel du jitter pouvant être modélisé à partir de la modulation rotationnelle. La composante  $J_m$  est réduite d'un facteur  $A_3$  listé colonne 9 tel que  $A_3 = \text{rms}_{J,m} / \sqrt{\text{rms}_{J,m}^2 - \text{rms}_{J,m,DI}^2}$ .

On observe tout d'abord que plus la masse de l'étoile diminue, plus la modélisation du jitter d'activité est efficace (*i.e.*,  $A_1$  augmente). Ainsi pour l'étoile la moins massive de cet échantillon-ci, GJ 358, nous avons pu filtrer le jitter d'activité en atteignant une précision de l'ordre de  $3.5 \text{ m s}^{-1}$ , et nettoyer les spectres dynamiques des principales taches migrant à travers les profils  $I$ . Ce niveau de précision correspond à la composante modulée rotationnellement du jitter d'activité ( $J_m$ ); à l'aide du filtrage elle a pu être diminuée d'un facteur  $A_3 = 2.8$ , ce qui correspond à une diminution de  $J_{tot}$  de  $A_2 = 2.2$ .

Pour les deux étoiles les plus précoces (GJ 205 et GJ 410), l'imagerie Doppler (de même qu'un ajustement multi-périodique avec deux harmoniques) ne permet pas d'ajuster le jitter d'activité avec efficacité (FAP importante, et en particulier pour GJ 205) : au mieux nous ne pouvons réduire  $J_{tot}$  que d'un facteur  $A_1 \lesssim 1.5$ . Cela peut être dû à de la variabilité intrinsèque de l'étoile couvrant des échelle de temps variables (*e.g.*, DR et variabilité pour GJ 410, DR supposée de GJ 205), et qui ne sont pas modélisables directement à l'heure actuelle avec le modèle développé ici.

Pour voir si la localisation des taches induisant le jitter d'activité observé est liée à la topologie du champ magnétique, nous pouvons comparer les cartes magnétiques et les cartes des taches sombres reconstruites (Figure 4.23). On note alors que des étoiles dominées par un champ poloïdal ont leurs taches les plus froides sur les régions de fort champ magnétique, mais ont également des taches sombres vers l'équateur magnétique (GJ 205 et GJ 358). Pour les étoiles dont la composante toroïdale n'est pas négligeable (GJ 479 et GJ 410), les taches froides se concentreraient majoritairement sur les régions de faible champ magnétique. Cependant, rien de concluant et systématique ne peut être déduit.

Par ailleurs, nous ne reproduisons pas la variation de largeur à mi-hauteur observée dans les données, et cette partie reste encore à explorer.

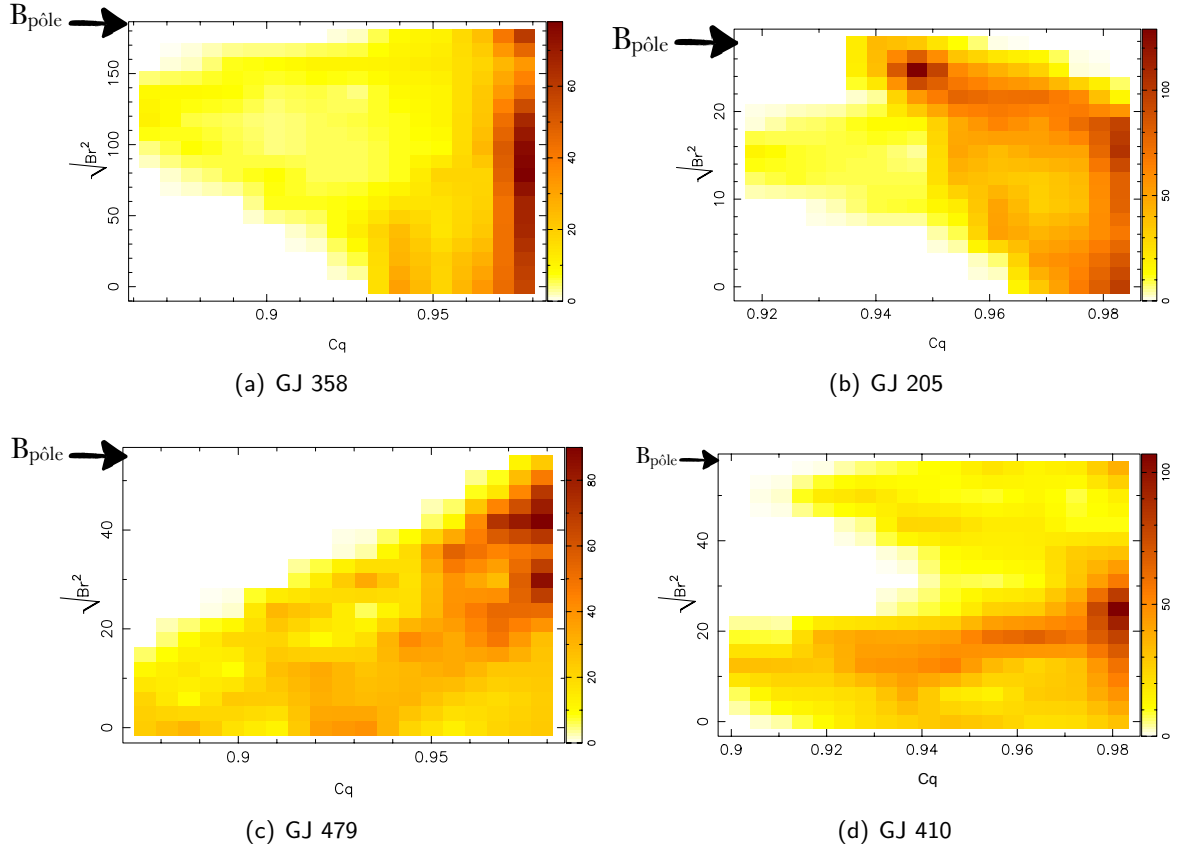


FIGURE 4.23 – Correspondance entre les taches et le champ magnétique radial grande échelle pour quatre étoiles de l'échantillon. L'échelle de couleur représente le nombre de cellules affectées à la fois par un champ magnétique radial et une tache froide. La flèche indique la valeur (en valeur absolue) du champ magnétique radial au pôle.

#### 4.5 Article $n^{\circ}$ 2 : *Modeling surface features and radial velocities of M-dwarfs using ZDI technique*

L'ensemble des résultats présentés dans cette Section, ainsi qu'une partie des simulations du chapitre précédent, font l'objet d'un article qui sera soumis à MNRAS en novembre 2015.

## 4.6 Modélisation des variations de VR des étoiles abritant une planète

L'objectif final du filtrage du jitter d'activité est de pouvoir modéliser le jitter en préservant les possibles signaux planétaires. Pour tester la méthode développée ici, une étude préliminaire a été faite sur nos données de GJ 176 et de GJ 674. Ces deux étoiles sont connues pour abriter une super-Terre dont les caractéristiques, issues de respectivement, Forveille et al. (2009) et Bonfils et al. (2007), sont listées Table 4.9.

Les périodogrammes de  $B_I$ ,  $V_r$ ,  $H\alpha$  et FWHM calculés à partir des données collectées avec HARPSPol pour ces deux étoiles sont présentés Figure 4.24. On remarque que pour la vitesse radiale, l'excès de puissance principal correspond à la période orbitale  $P_{\text{orb}}$  attendue pour la planète. Ce pic est par ailleurs absent dans les autres périodogrammes. Le pic associé à GJ 176b est associé à une FAP de 32% seulement, celui de GJ 674b est mieux déterminé avec une FAP proche de 10%.

Nom	$m \sin i$ ( $M_{\oplus}$ )	$P_{\text{orb}}$ (jours)	K ( $\text{m s}^{-1}$ )	$e$	$\omega$	$a$ UA	$T_0$ (BJD)	$T_{0,\text{new}}$ (BJD)
GJ 674b	11	4.6938	8.70	0.2	143	0.039	2 453 780.085	2 456 832.212
GJ 176b	8	8.7836	4.12	0.0	0.0	0.066	2 454 399.79	2 456 618.72

TABLE 4.9 – Les colonnes 1 à 8 mentionnent les paramètres connus des planètes abritées par GJ 176 (Forveille et al., 2009) et GJ 674 (Bonfils et al., 2007). La colonne 9 indique le  $T_0$  ajusté à partir des données collectées durant la thèse ( $T_{0,\text{new}}$ ).

Les données pour chacune des planètes sont présentées Figure 4.26 et 4.25 (premier panneau).

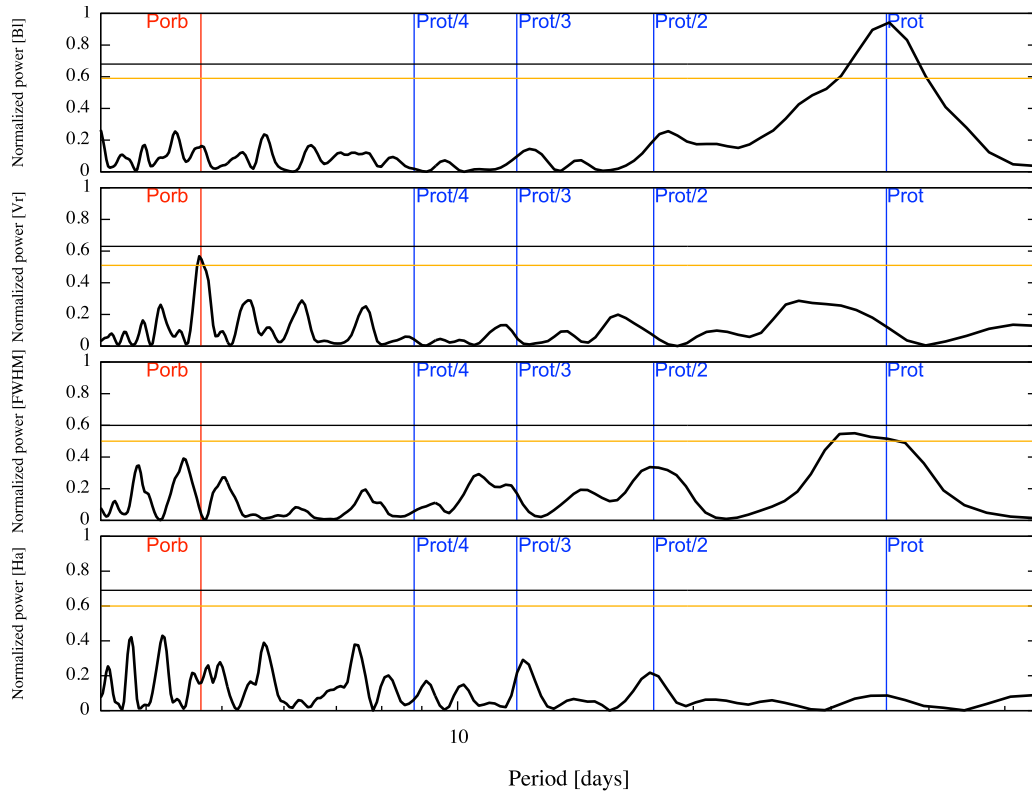
Le champ longitudinal permet de mesurer sans ambiguïté la période de rotation  $P_{\text{rot}}$ , avec dans les deux cas une FAP inférieure à 1%.

Pour tester l'efficacité de l'imagerie à modéliser le jitter d'activité en épargnant le signal planétaire, nous avons reconstruit les taches sombres à la surface de ces deux étoiles suivant la méthode détaillée précédemment, à partir des données, avant filtrage du mouvement orbital. Nous obtenons alors les courbes roses (1er panneau) des Figures 4.26 & 4.25. Pour calculer la vraisemblance de l'ajustement du jitter par imagerie, nous avons soustrait le signal planétaire aux mesures de vitesse radiale initiale  $V_r$  en utilisant les paramètres orbitaux déterminés par (Forveille et al., 2009) et (Bonfils et al., 2007), et listés Table 4.9. Cependant, compte tenu de l'incertitude liée à  $P_{\text{orb}}$  et du nombre important de cycles orbitaux écoulés depuis la détermination de  $T_0$  (247 et 638, respectivement pour GJ 176 et GJ 674), nous avons ré-ajusté la phase. Nous obtenons  $T_0 = 2456618.72$  pour GJ 176b, et  $T_0 = 2456832.212$  pour GJ 674b. Nous obtenons alors les courbes de  $V_r - V_{\text{planète}}$ , représentées en noir Figures 4.26 & 4.25.

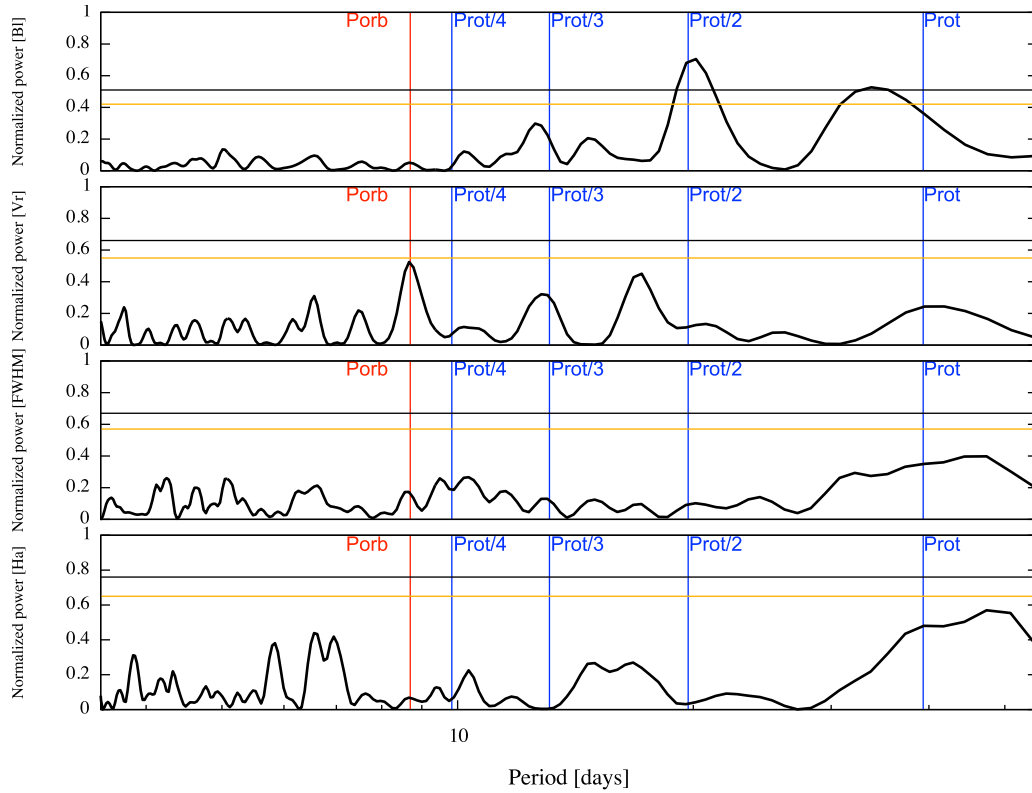
Nous comparons alors ( $V_r - V_{\text{planète}}$ ) à  $V_{\text{jitter}}$  obtenue par DI avant soustraction du signal planétaire. Nous obtenons les résultats présentés Table 4.10.

✱ **GJ 674** : le jitter d'activité n'est pas correctement ajusté avec l'imagerie Doppler (FAP = 99%). Cependant, pour cette étoile dont l'amplitude des variations de VR dues à la planète est plus de deux fois supérieure à celle due à l'activité stellaire, il n'est pas nécessaire de modéliser l'activité pour caractériser la planète GJ 674b. Pour modéliser le jitter il conviendrait d'abord de soustraire ce signal planétaire. Notons enfin que dans le périodogramme de  $V_r - V_{\text{jitter}}$ , le pic à  $P_{\text{orb}}$  reste présent





(a) GJ 674



(b) GJ 176

FIGURE 4.24 – Périodogrammes, de  $B_l$ ,  $V_r$ ,  $FWHM$  et  $H\alpha$  (cadran de haut en bas) pour GJ 176 (a) et GJ 674 (b). Les traits bleus verticaux représentent  $P_{rot}$ ,  $P_{rot}/2$ ,  $P_{rot}/3$  et  $P_{rot}/4$ , le trait rouge, la période orbitale de la planète.

	Données VR brutes			Ajustement multi-périodique (fond. + 1 ou 2 harm.)			Ajustement des profils par DI					
	$\sigma_0$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_0$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\chi^2_{r,0}$	$\text{rms}_1$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\chi^2_{r,1}$	FAP (%)	Courbes VR			Profils LSD		
							$\text{rms}_2$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\chi^2_{r,2}$	FAP (%)	$\chi^2_{r,i}$	$\chi^2_{r,f}$	FAP (%)
GJ 674	1.7	5.65	10.05	4.39	6.83	23	5.06	9.37	99	5.3	3.9	$\leq 0.01$
GJ 176	2.0	4.49	5.47	3.01	2.37	0.01	3.33	2.87	11	2.3	1.7	$\leq 0.01$

TABLE 4.10 – Identique à la Table 4.6 pour la modélisation de GJ 176 et GJ 674. La 3ème colonne représente les mesures de VR une fois le signal planétaire soustrait, et  $\text{rms}_1$  et  $\text{rms}_2$  sont calculés à partir du rms des données "sans la planète".

et significatif (FAP > 10%).

\* **GJ 176** : pour cette étoile, la planète et l'activité induisent des signaux faibles et de même amplitude ( $\sim 4 \text{ m s}^{-1}$ ). Le jitter d'activité est correctement reproduit, et l'imagerie permet d'atteindre une dispersion des données de  $3.3 \text{ m s}^{-1}$ . De plus, après filtrage du jitter d'activité par imagerie, la FAP associée à la période de GJ 176b diminue à 11%. Bien que ce soit ici un cas favorable où  $P_{\text{orb}} \ll P_{\text{rot}}$ , il est encourageant de voir que la technique développée au cours de cette étude n'endommage pas le signal pourtant faible de la planète, et qu'elle permet de mesurer le signal planétaire avec une plus grande vraisemblance qu'avant soustraction du jitter.

Ainsi, si la planète a une amplitude plus grande que le jitter (> 2 fois, cas de GJ 674), alors l'imagerie peut intervenir dans un second temps, une fois le signal planétaire soustrait. Pour des signaux d'amplitude comparable, les résultats de cette première étude sont prometteurs : le processus d'imagerie permet de réduire le jitter de près d'un facteur 2, tout en préservant le signal planétaire.

L'objectif à terme est de mettre au point un filtrage itératif des mesures de VR des naines M (voir Figure 4.27). Entre chaque itération le signal de plus forte amplitude devra être soustrait, et l'ajustement des paramètres du signal (amplitude, phase et période) pourrait se faire entre chaque itération par un processus de type MCMC.

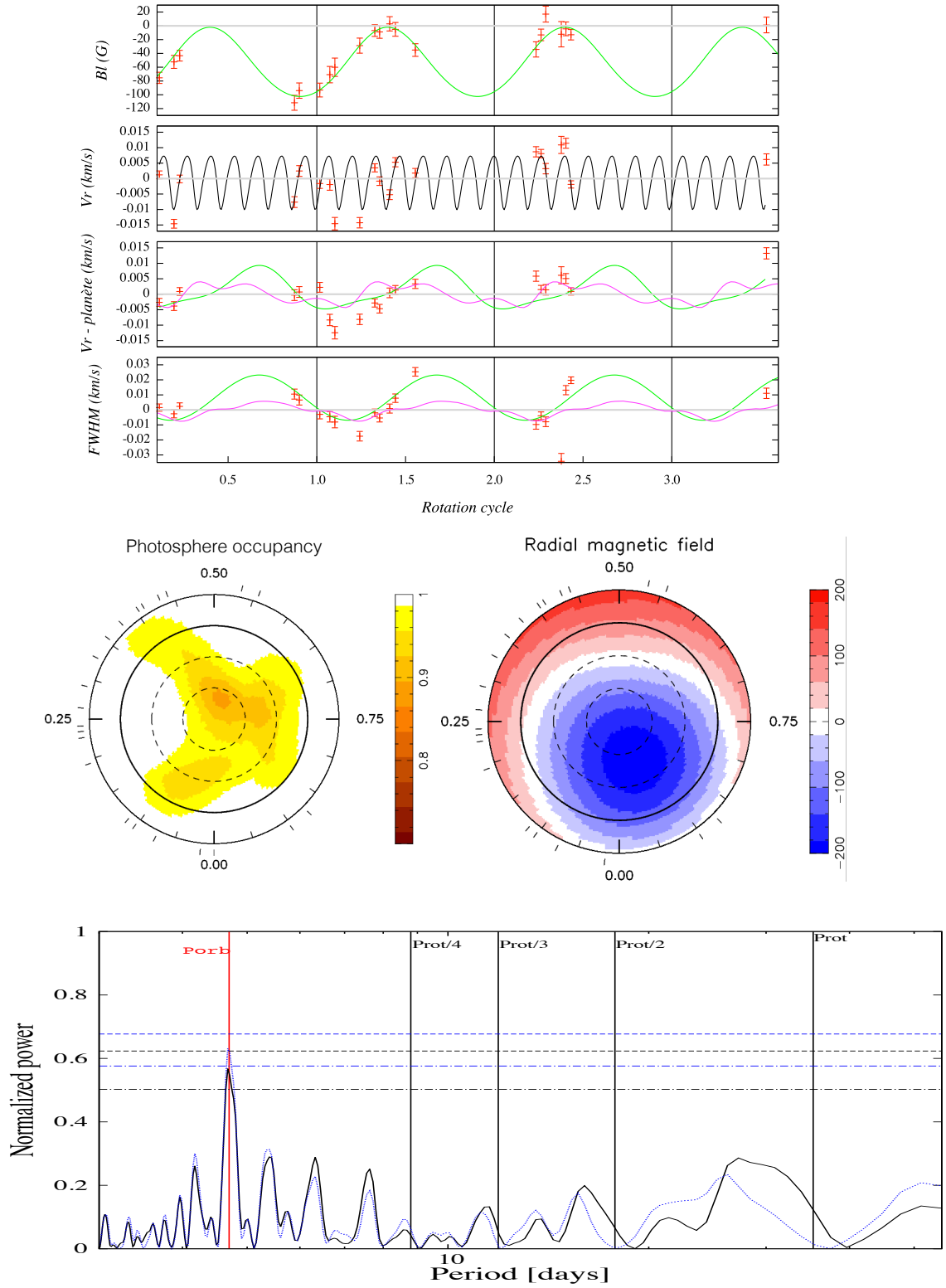


FIGURE 4.25 – *En haut* : évolution temporelle de  $B_l$ ,  $V_r$ ,  $V_r - V_{r,jitter}$  et  $FWHM$ . Les données sont représentées avec leur barre d'erreur. La courbe verte représente un ajustement sinusoïdal avec une harmonique, celle en rose, l'ajustement par DI. *En centre* : carte du champ magnétique radial et carte reconstruite par DI à partir des données RI de GJ 176. *En bas* : périodogramme de la vitesse  $V_r$  en noir et de  $V_r - V_{r,jitter}$  en bleu, et leur FAP associées à 10% (trait-point) et 1% (pointillés).

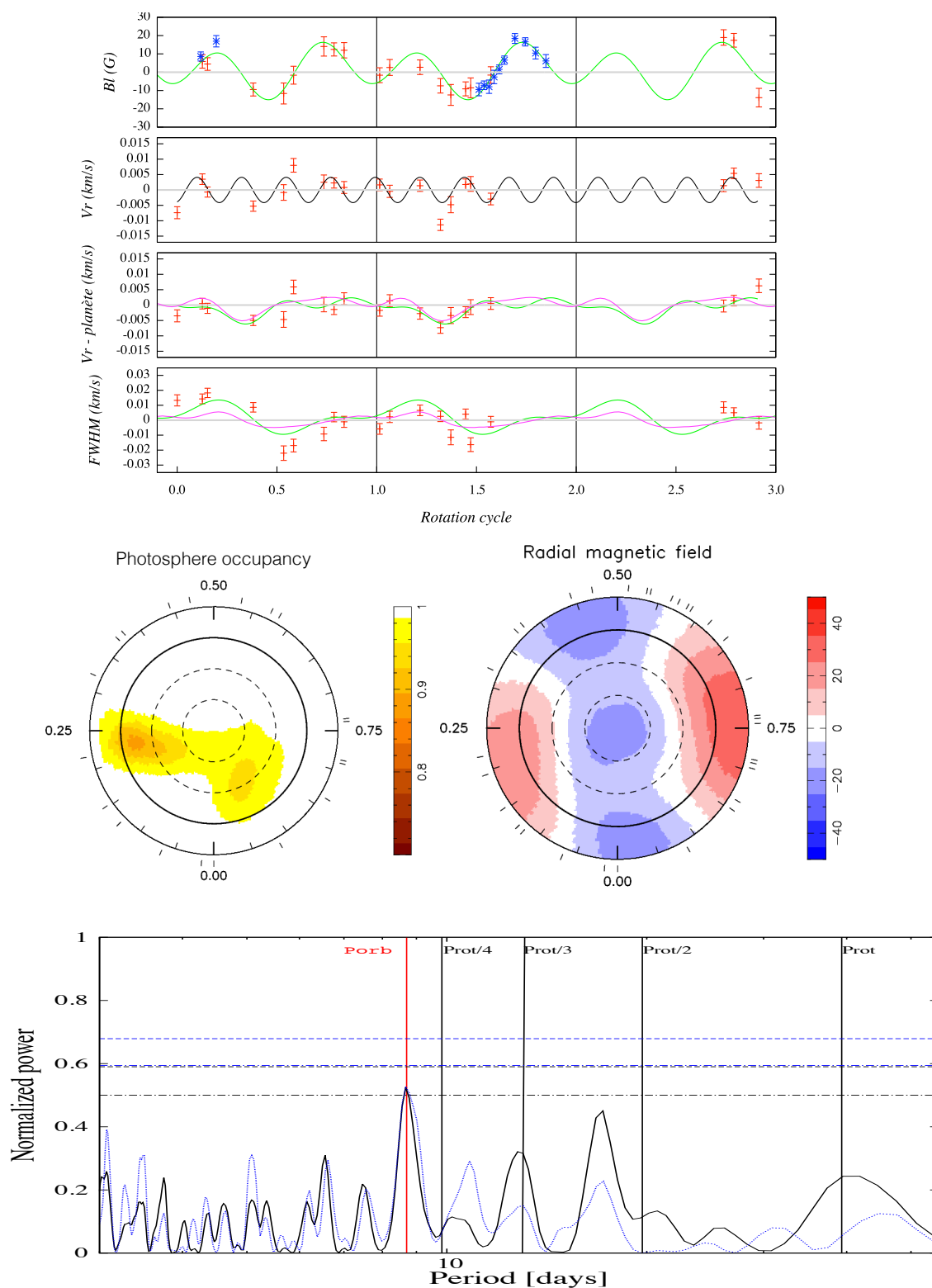


FIGURE 4.26 – Identique à la Figure 4.25, pour GJ176.

## 4.7 Bilan

La spectropolarimétrie donne accès au champ magnétique à grande échelle. L'étude de la topologie du champ magnétique de cet échantillon a permis d'explorer un domaine de  $\{M_\star; P_{\text{rot}}\}$  jusqu'ici peu observé en spectropolarimétrie en raison de la difficulté à obtenir un échantillonnage régulier sur 2 à 3 cycles de rotation stellaire. Pour les naines M faiblement active de l'échantillon étudié nous observons deux types de champ magnétique : (i) un champ à grande échelle principalement poloïdal axisymétrique pour des étoiles à la fois de masse inférieure à  $0.5 M_\odot$  avec un nombre de Rossby inférieur à 1 (GJ 358 et GJ 674) et de masse supérieure à  $0.5 M_\odot$  avec un nombre de Rossby supérieur à 1 (GJ 205), et (ii) un champ à grande échelle principalement toroïdal pour des étoiles de nombre de Rossby compris entre 0.1 et 1 et de masse supérieure ou inférieure à  $0.5 M_\odot$  (respectivement, GJ 410 & GJ 846, et GJ 176 et GJ 479). Cela met clairement en évidence une zone de bistabilité des processus dynamo à l'origine du champ dans laquelle coexistent des topologies magnétiques à grande échelle variées au delà de  $R_o = 0.1$ , en accord avec les modèles théoriques (e.g., Morin et al., 2011).

Par ailleurs, le champ magnétique est une grandeur clef dans l'étude de l'activité des naines M induite par la modulation rotationnelle car elle est intimement liée aux zones d'activité photosphérique (Section 1.4). L'analyse des spectres polarisés permet de connaître précisément la période de rotation de l'étoile, de même que la mesure du champ magnétique longitudinal à partir des spectres polarisés ( $V$ ). Les périodogrammes de  $B_l$  font en effet toujours clairement apparaître (FAP < 1%) la période de l'étoile et ses harmoniques, contrairement aux mesures de vitesse radiale. La connaissance de cette période est par la suite essentielle pour l'analyse et le filtrage des données en VR.

Avec la méthode d'imagerie basée sur la reconstruction des taches sombres que nous avons développée, nous parvenons à modéliser le jitter d'activité, avec une efficacité variable (voir Table 4.11). Cette efficacité est directement liée à la nature de l'activité. On remarque en effet que le jitter d'activité de ces étoiles a deux composantes  $J_m$  et  $J_r$ .  $J_m$  est directement due à la modulation rotationnelle (tache sombre à la surface de l'étoile), le reste du signal ( $J_r$ ) a une périodicité variable et une origine mal connue. Les phénomènes physiques à l'origine de  $J_r$  ne sont pas pris en compte par l'imagerie, qui, via des taches sombres, ne peut reproduire que des signaux de VR périodiques, de périodes égales à  $P_{\text{rot}}$  et  $P_{\text{rot}}/n$ , avec  $n$  un entier.<sup>4</sup>

Quelles que soit les étoiles de l'échantillon, la partie du jitter en VR qui est uniquement induit par la modulation rotationnelle peut être diminué d'au moins un facteur  $A_3 = 2$  à 3. En revanche le jitter d'activité total peut être réduit à l'aide du filtrage par DI d'un facteur 1.1 à environ 7 selon les étoiles. Il semblerait que pour les naines M les plus précoces, il existe une variabilité intrinsèque importante. En effet, pour GJ 410, nous avons ainsi observé que certaines taches stellaires ont une durée de vie qui pourrait être de l'ordre de 1 à 2 cycles de rotation. En ne considérant que les observations sur 2 cycles de rotation maximum, on améliore en effet le filtrage du jitter total (e.g., on passe d'une diminution du jitter d'activité d'un facteur 1.3 à, au mieux, 7.3). Pour GJ 205, nous n'observons pas la période  $P_{\text{rot}}$  dans les mesures de VR, et l'imagerie Doppler ne permet alors pas de reconstruire efficacement le signal en VR (diminution d'un facteur  $A_2 = 1.1$  seulement), car l'essentiel du signal

4. Notons cependant que les faibles  $v \sin i$  de ces étoiles induisent une faible résolution de l'image, et les détails amenés par des valeurs de  $n$  supérieur à 5 ne sont pas en réalité accessibles.

	$\text{rms}_{J,tot}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,m}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,r}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,m}$ avec DI ( $\text{m s}^{-1}$ )	$A_1$	$A_2$	$A_3$
GJ 205	3.21	1.75 (2.46)	2.68 (2.06)	1.53 (2.21)	1.2 (1.6)	1.1 (1.4)	2.1 (2.3)
GJ 410	8.21	5.67	5.93	5.82	1.4	1.3	3.1
partie (1)	9.01	9.01	-	8.43	-	2.9	2.8
partie (2)	6.37	6.02	2.07	5.95	3.1	2.8	6.6
partie (3)	5.10	5.10	-	5.04	-	7.3	6.5
GJ 176	4.02	3.33	2.25	3.02	1.8	1.5	2.4
GJ 479	4.89	3.83	3.04	3.54	1.6	1.5	2.6
GJ 358	4.31	4.10	1.33	3.83	3.2	2.2	2.8
GJ 674	5.39	3.56	4.05	2.61	1.4	1.2	1.5

TABLE 4.11 – Identique à la Table 4.5, avec en plus en 5ème colonne le rms du jitter d'activité issu de la modulation rotationnelle et modélisé à partir de la carte reconstruite par imagerie. Les colonnes 6 et 7 indiquent le facteur par lequel on a réduit le jitter d'activité à l'aide d'un ajustement sinusoïdal ( $A_1$ ), et d'un ajustement par imagerie ( $A_2$ ) de la composante du jitter issue de la modulation rotationnelle ( $J_m$ ). Les tirets pour les périodes d'observation (1) et (3) de GJ 410 indiquent que dans ce cas les données peuvent être ajustées au bruit près, l'essentiel du jitter pouvant être modélisé à partir de la modulation rotationnelle. La composante  $J_m$  est réduite d'un facteur  $A_3$  listé colonne 9 tel que  $A_3 = \text{rms}_{J,m} / \sqrt{\text{rms}_{J,m}^2 - \text{rms}_{J,m,DI}^2}$ .

en VR a une périodicité d'environ 40 jours (voir Figure 4.21). On peut cependant remarquer qu'en considérant une DR semblable à celle observée pour GJ 410 (étoile de type spectral et de masse comparable), on retrouve cette période de  $\sim 39.7$  jours pour les pôles, et cela est compatible avec les taches de hautes à moyennes latitudes reconstruites. La perte d'efficacité du filtrage du jitter total peut alors venir des variations en VR induites par de la variabilité intrinsèque telle que la rotation différentielle, ou une faible durée de vie des taches, et/ou également d'une sous-estimation des barres d'erreur. Pour GJ 674 le signal planétaire est plus important que le jitter d'activité, il en résulte une modélisation peu efficace du jitter modulé rotationnellement ( $A_3 = 1.5$ ).

Notons par ailleurs que nous rencontrons actuellement une difficulté à reproduire l'amplitude des variations de la largeur à mi-hauteur des profils, l'amplitude reconstruite ne dépassant pas les 10 à 15  $\text{m s}^{-1}$  pic-à-pic. L'origine de ce problème est à explorer.

Contrairement à un filtrage à partir de  $P_{\text{rot}}$  et ses harmoniques, l'utilisation de l'imagerie permet (i) de mieux comprendre l'origine du jitter d'activité, et (ii) de ne pas faire un filtrage en aveugle du signal. L'étude préliminaire des naines M abritant une planète connue, permet d'être optimiste quant à la préservation du signal planétaire lors du filtrage, au moins lorsque  $P_{\text{rot}}$  et  $P_{\text{orb}}$  ne sont pas égales. À terme, l'objectif est d'analyser les profils non polarisés et les mesures de VR afin de modéliser conjointement les signaux planétaires et le jitter d'activité. Pour clarifier les idées, le schéma du processus de filtrage envisagé est présenté Figure 4.27.

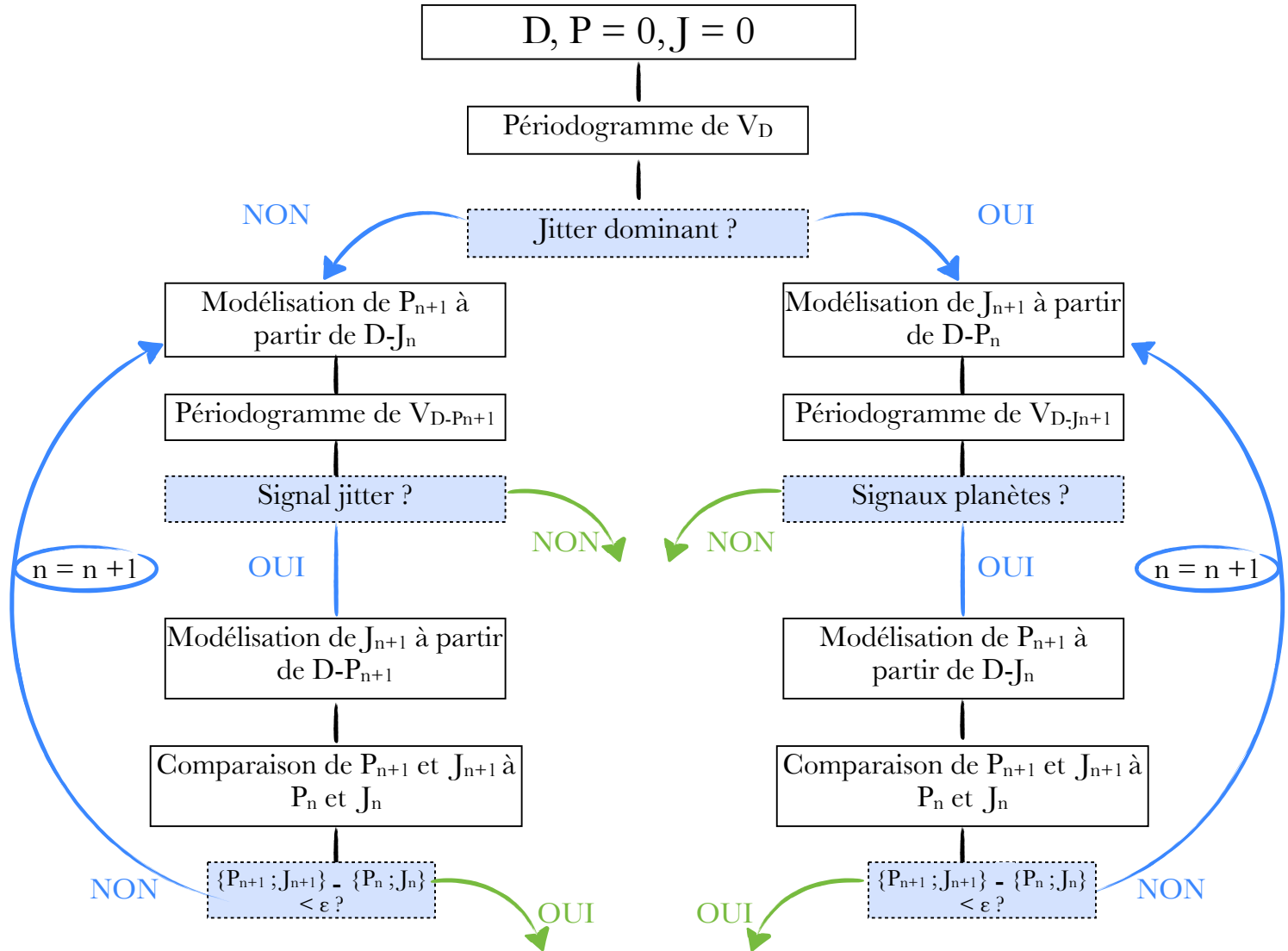


FIGURE 4.27 – Schéma du processus de filtrage à établir à terme. On note  $D$  les données brutes et  $V_D$  la VR associée aux profils  $D$ ,  $P$  la contribution de la (des) planète(s) aux profils et  $V_{D-J}$  la VR associée, et  $J$  la contribution du jitter d'activité aux profils et  $V_{D-P}$  la VR associée. Les flèches vertes sont associées aux sorties possibles du processus itératif, les flèches bleues aux boucles du processus itératif.

## CHAPITRE 5

# APPLICATION SUR UN ÉCHANTILLON DE JEUNES ÉTOILES ACTIVES DE TYPE T TAURI

### Sommaire

5.1	Objectif de l'étude . . . . .	128
5.2	Collecte des observations . . . . .	129
5.3	Modélisation du champ magnétique . . . . .	130
5.4	Modélisation du jitter en vitesse radiale . . . . .	132
5.5	Conclusion . . . . .	136

Dans ce dernier chapitre, nous allons aborder la deuxième partie observationnelle de ma thèse : l'observation des jeunes étoiles actives de type T Tauri. Comme pour les naines M, ces observations ont eu pour but d'acquérir des données contemporaines en spectropolarimétrie et en vélocimétrie haute précision pour filtrer le jitter d'activité de ces étoiles à un niveau suffisant pour détecter d'éventuels Jupiters chauds. Les résultats sont présentés comme suit : les objectifs détaillés du suivi, puis les différentes étapes de l'étude : la sélection des étoiles, la collecte des observations, et l'analyse des données par imagerie Zeeman-Doppler.



## 5.1 Objectif de l'étude

Les étoiles jeunes de type T Tauri sont dans un stade d'évolution intermédiaire, entre les proto-étoiles et les étoiles de la séquence principale. Il en existe deux grandes catégories : les étoiles T Tauri dites classiques (cTTs), encore largement entourées d'un disque protoplanétaire et caractérisées par des raies d'émission intenses, et les étoiles T Tauri dites à faibles raies d'émission (wTTs) dont le disque de gaz a presque entièrement disparu dans les régions proches de l'étoile. Ces étoiles constituent donc un laboratoire fantastique pour comprendre la naissance et l'évolution des étoiles. Par ailleurs, les planètes doivent se former avant que le disque ne se dissipe entièrement en quelques millions d'années. Le champ magnétique joue un rôle central dans les processus de formation et de migration planétaire, en contrôlant, par exemple le taux d'accrétion du disque. Aussi l'établissement des scénarii probables de formation/migration des jeunes planètes passe par la compréhension du lien entre le champ magnétique et le disque circumstellaire.

Avec les découvertes des Jupiters chauds, il est devenu évident que les planètes migrent au cours de leur histoire. ALMA vient de révéler une région de formation planétaire constituée de multiples sillons, preuves indirectes de la présence de jeunes planètes géantes (voir le communiqué de presse de l'ESO, 11/2014 et Figure 5.1). Cependant, à ce jour, aucune de ces planètes n'a pu être détectée par

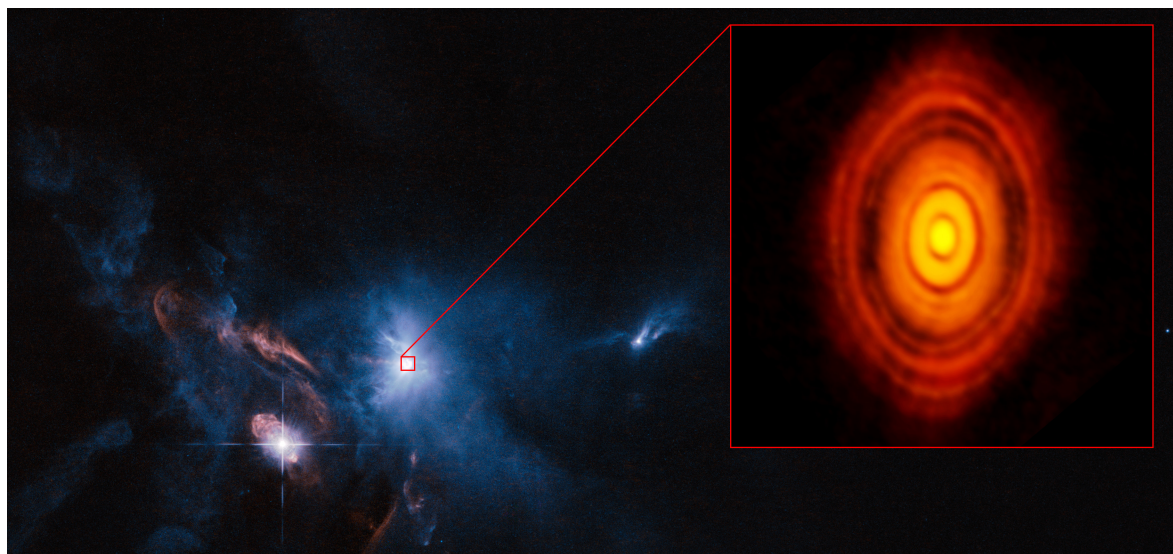


FIGURE 5.1 – Image composite d'Hubble (domaine visible) et ALMA (domaine sub-millimétrique, encadré en haut à droite) de la région de l'étoile HL Tauri, une jeune étoile à 450 années lumière du Système solaire. ALMA permet de mettre en lumière le présence de sillons dans le disque protoplanétaire entourant l'étoile centrale. Credit : ALMA (ESO/NAOJ/NRAO), ESA/Hubble et NASA, <http://www.eso.org/public/news/eso1436/>

vitesse radiales autour d'étoiles si jeunes, et ceci pour une raison principale simple : ces jeunes étoiles sont des monstres d'activité. À ce stade précoce de leur évolution, elles sont en rotation rapide, et avec des champs magnétiques forts (plusieurs 100 G, voire plusieurs kG) qui induisent l'apparition de taches photosphériques (sombres et brillantes) plusieurs centaines de fois plus vastes que celles du Soleil. Pour ces deux raisons, leur jitter d'activité est largement plus important que celui des étoiles de faible masse de la séquence principale, et peut atteindre plusieurs  $\text{km s}^{-1}$ . Aussi, si une

détection est possible en filtrant ce signal de VR stellaire, nous pouvons seulement espérer identifier des planètes géantes, en fin de migration, proches de leur étoile centrale. C'est un des objectifs du grand programme d'observation MaTYSSSE mené avec ESPaDOnS/NARVAL depuis 2013 et jusqu'en 2016, avec HARPSPol en 2014. Au total c'est une trentaine d'étoiles qui sont/seront suivies.

Je vais me concentrer par la suite sur l'application du filtrage par imagerie Zeeman-Doppler du jitter d'activité de trois étoiles de type wTTs, dont les caractéristiques sont indiquées Table 5.1. Elles ont fait l'objet de deux publications, Donati et al. (2014, 2015), dont je suis 2ème auteur.

Nom	$M_{\star}$ ( $M_{\odot}$ )	$L_{\star}$ ( $L_{\odot}$ )	$R_{\star}$ ( $R_{\odot}$ )	$v \sin i$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$i$ ( $^{\circ}$ )	$P_{\text{rot}}$ (d)	jitter VR ( $\text{m s}^{-1}$ )
LkCa 4	0.79	0.89	2.00	28.0	70	3.374 <sup>a</sup>	2200 ± 60
V819 Tau	1.00	0.93	1.04	9.5	35	5.53113 <sup>b</sup>	1100 ± 40
V830 Tau	1.00	1.20	1.65	30.0	55	2.74101 <sup>b</sup>	800 ± 60

TABLE 5.1 – Paramètres stellaires fondamentaux des trois wTTs LkCa 4, V819 Tau et V830T au. Les colonnes 1-4, listent respectivement, le nom de l'étoile, sa masse, sa luminosité et son rayon théorique. Les colonnes 5-8 présentent respectivement une estimation du  $v \sin i$ , de  $i$ , de la période de rotation de l'étoile (obtenue par photométrie), et de l'ordre de grandeur de la semi-amplitude du jitter d'activité. Sauf mention contraire, ces grandeurs sont issues de Donati et al. (2014, 2015) et ont été estimées comme présenté Section 4.3.

<sup>a</sup> Période issue de Grankin et al. (2008), <sup>b</sup> Périodes issues de Grankin (2013)

## 5.2 Collecte des observations

L'ensemble des observations en spectropolarimétrie a été collecté en janvier 2014 pour LkCa 4 (12 mesures sur 13 nuits), et entre décembre 2014 et janvier 2015 pour V830 Tau et V819 Tau (15 mesures sur 28 nuits), avec ESPaDOnS. Pour des raisons similaires à celles exposées Section 4.2 pour les naines M, seuls les spectres de polarisation circulaire  $V$  et les spectres non polarisés  $I$  ont été mesurés. Les rapports S/N atteints sont de 150 à 200 (par pixels CCD) selon la magnitude de l'étoile et les conditions météo. Tous les spectres ont été extraits à l'aide de LIBRE-ESPRIT, et réduits avec la méthode LSD. Le masque choisi pour la déconvolution moindres-carrés contient environ 7800 raies, et est calculé pour une température effective de 4250 K et  $\log g = 4.0$  à partir d'un modèle d'atmosphère à l'équilibre thermodynamique local ATLAS9 (Kurucz, 1993). Le journal complet des observations est disponible dans Donati et al. (2014, 2015). Les spectres observés sont présentés Figure 5.2 et 5.3.

On constate que V819 Tau présente un élargissement par rotation plus faible que celui des deux autres étoiles. De ce fait les distorsions induites par les taches photosphériques y sont plus faibles que pour LkCa 4 par exemple. Pour cette dernière les déformations du profil sont très importantes, et nous pouvons dès à présent distinguer la signature caractéristique d'une tache brillante avec un profil qui se creuse (par exemple cycle 2.413), et d'une tache sombre polaire avec un profil qui s'élargit (par exemple cycle 0.006).

Les signatures polarisées représentent environ 1% du continu non polarisé. Celles de V819 Tau sont simples, avec changement de polarité. Cela laisse penser que la composante principale de son champ magnétique tend à être poloïdale, axisymétrique (analogue à de celle de GJ 358, mais avec une

intensité beaucoup plus importante). Pour V830 Tau et LkCa 4, les profils  $V$  présentent une forme plus complexe, et seule l'imagerie permet d'accéder aux caractéristiques principales. Pour LkCa 4 nous pouvons cependant remarquer que les signatures Zeeman sont symétriques par rapport aux centres de la raie, et aplanies au centre de la raie. Cela indique la présence d'une forte composante toroïdale.

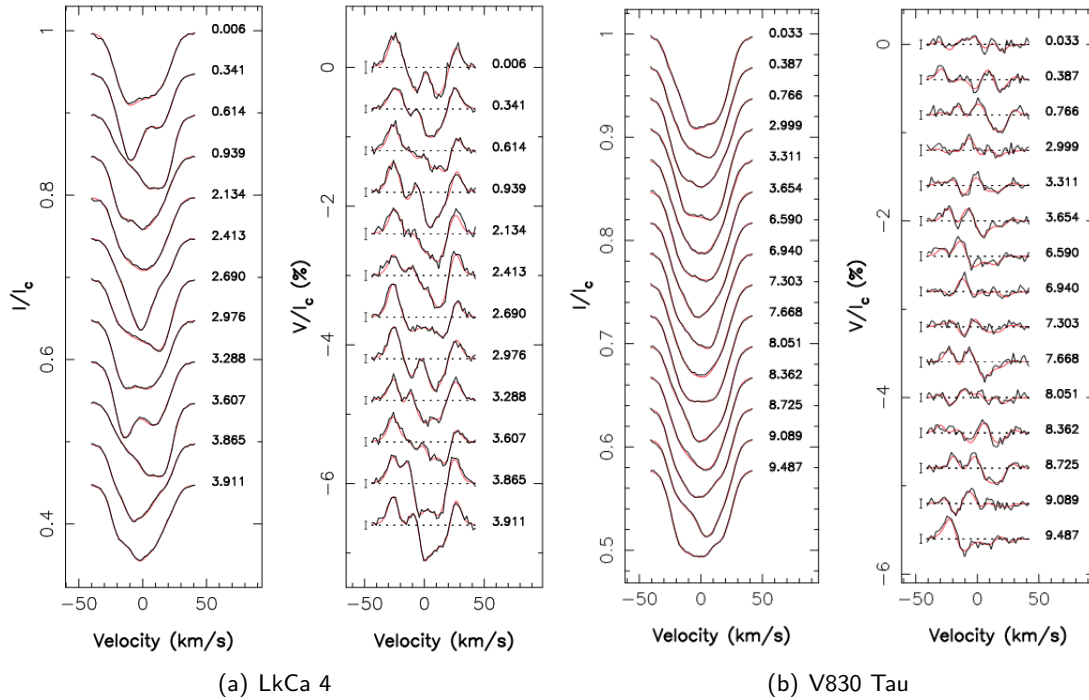


FIGURE 5.2 – L'évolution temporelle des spectres  $V$  et  $I$  de LkCa 4 (a) et V830 Tau (b) est représentée (en noir, les observations, en rouge la reconstruction par ZDI). Une barre d'erreur indique le niveau de bruit à  $\pm 1\sigma$ , et, à droite de chaque spectre, est indiqué le cycle rotationnel  $E$ , calculé d'après l'éphéméride  $\text{BJD} = 2456665.7 + 3.374 E$  pour LkCa 4, et  $\text{BJD} = 2457011.0 + 2.74101 E$  pour V830 Tau.

### 5.3 Modélisation du champ magnétique

Pour la reconstruction des cartes magnétiques, les paramètres d'entrée  $v \sin i$ ,  $P_{\text{rot}}$  et  $i$  utilisés pour ZDI sont ceux présentés dans la Table 5.1. Nous reconstruisons pour cette étude simultanément la carte en brillance et la topologie du champ magnétique à grande échelle.

✱ **V819 Tau** : En raison de l'intensité des signatures polarisées, les écarts entre une étoile vierge de tache et de champ sont grands, et en conséquence le  $\chi_r^2$  initial est de 65. La carte reconstruite correspond à un  $\chi_r^2$  final de 1.0, attestant la reconstruction des spectres au bruit près (voir Figure 5.3 & 5.4). Comme attendu, cette étoile présente un large champ magnétique poloïdal (80% de l'énergie reconstruite) et axisymétrique à 90%. De plus l'essentiel de la composante poloïdale se présente sous la forme d'un dipôle dont la tache principale de champ radial est positive avec une intensité maximale de 400 G. La composante toroïdale est réduite ( $< 20\%$  de l'énergie magnétique reconstruite).

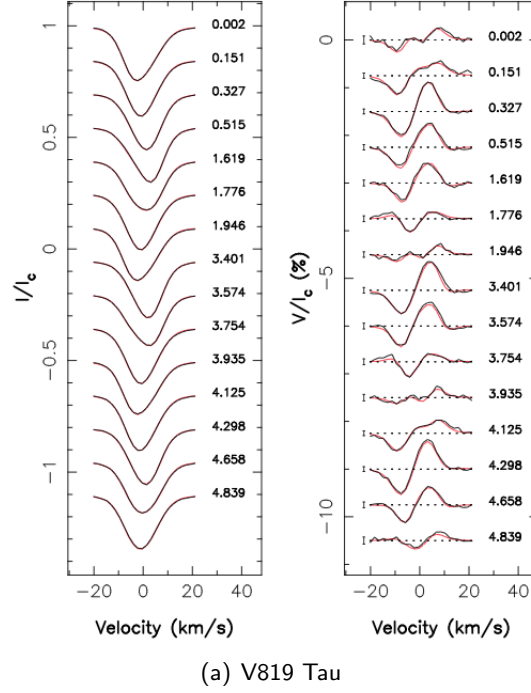


FIGURE 5.3 – Identique à la Figure 5.2, pour V819 Tau, avec le cycle rotationnel  $E$ , calculé d'après l'éphéméride  $\text{BJD} = 2457011.0 + 5.53113 E$ .

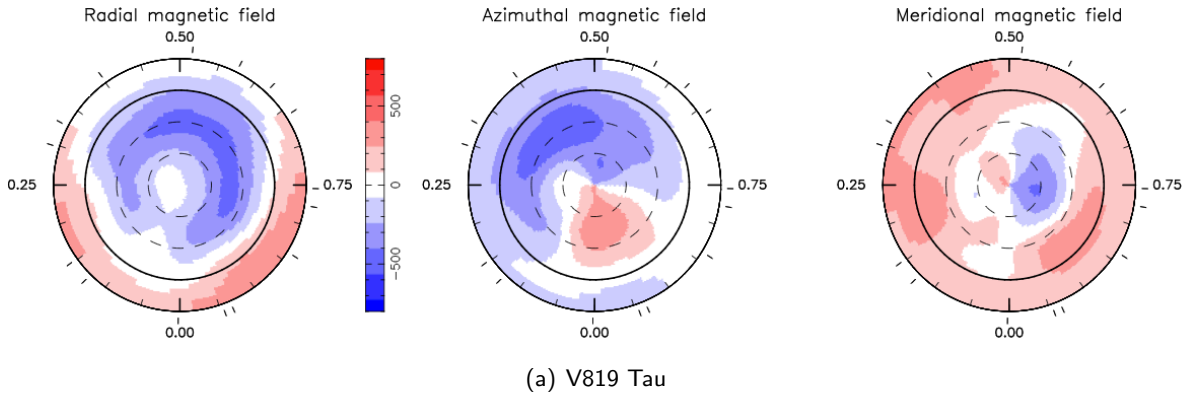


FIGURE 5.4 – Carte magnétique de V819 Tau. Les trois composantes du champ en coordonnées sphériques sont représentées sur une étoile en projection polaire aplatie. Les tirets autour des cartes indiquent les phases d'observations.

✱ **V830 Tau** : Les signatures polarisées sont plus faibles et complexes que précédemment, mais les déformations des profils sont plus importantes pour ce rotateur environ trois fois plus rapide que V819 Tau. À partir d'un  $\chi_r^2$  initial de 10, le code d'imagerie permet d'atteindre un  $\chi_r^2$  final de 1.0, soit un niveau proche de celui du bruit des données (voir Figure 5.2, (b)). Les trois composantes du champ magnétique prennent une forme relativement complexe (Figure 5.5), dont la résultante correspond à un champ magnétique à grande échelle principalement poloïdal (90% de l'énergie reconstruite) et axisymétrique à 90%, d'intensité semblable à celle de V819 Tau. La composante toroïdale y est

également secondaire.

✱ **LkCa 4** : Cette étoile présente de larges déformations du profil  $I$ , avec des signatures Zeeman complexes. La carte reconstruite correspond à un ajustement au bruit près des données ( $\chi_r^2$  final de l'ordre de 1.0), à partir d'un  $\chi_r^2$  d'environ 50 (voir Figure 5.2 (a) & 5.6). Le champ à grande échelle reconstruit présente une large tache de champ radial proche du pôle et d'intensité maximale de l'ordre de 2 kG. Le champ est donc majoritairement poloïdal, dipolaire et axisymétrique. La composante toroïdale prend la forme d'un anneau de champ azimuthal positif encerclant l'étoile.

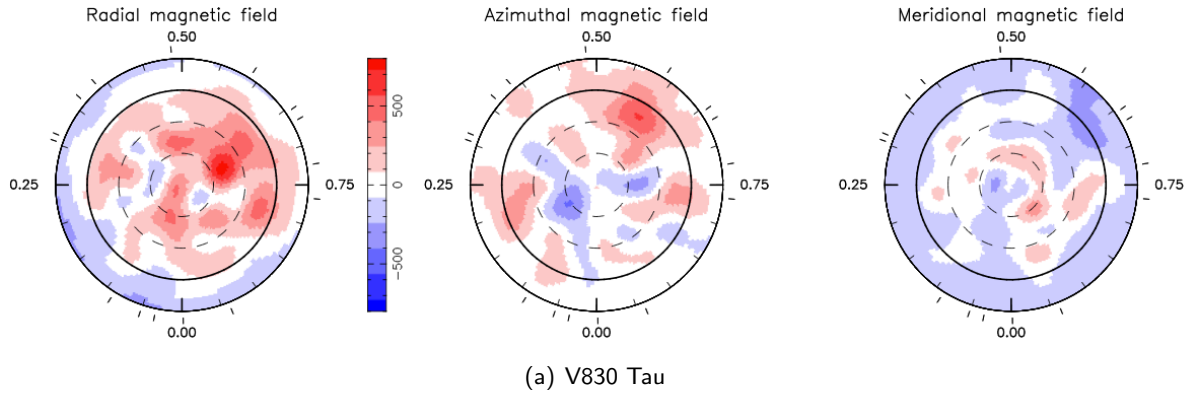


FIGURE 5.5 – Identique à la Figure 5.4, pour V830 Tau.

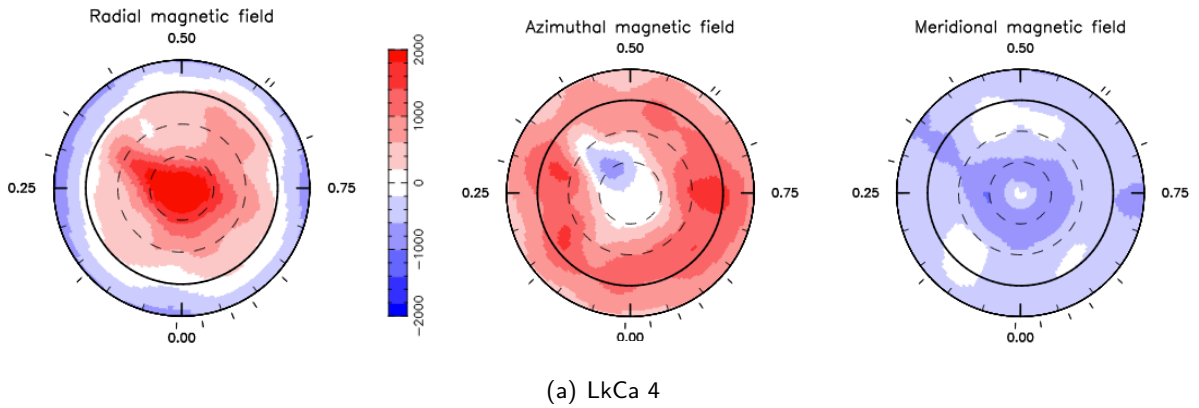


FIGURE 5.6 – Identique à la Figure 5.4, pour LkCa 4.

Les principales caractéristiques du champ magnétique à grande échelle sont résumées Table 5.2

## 5.4 Modélisation du jitter en vitesse radiale

Le large  $v \sin i$  de ces étoiles (en comparaison avec les étoiles M précédemment étudiées), les fortes déformations de profil associées et la présence claire de taches brillantes et sombres font que les taches sont décrites par leur brillance relative (voir Section 3.2.3). Dans ce cas, le code peut, de plus, reconstruire simultanément les déformations des profils  $I$  et  $V$ . Les cartes obtenues sont

Nom	$M_{\star}$ ( $M_{\odot}$ )	$P_{\text{rot}}$ (d)	$B_V$ (G)	Pol. (%)	Dip. (%)	Axi (%)
LkCa 4	0.79	3.374	1600	70	94	86
V819 Tau	1.00	5.53113	370	80	75	90
V830 Tau	1.00	2.74101	300	90	60	90

TABLE 5.2 – Propriétés de la composante à grande échelle des topologies magnétiques de l'échantillon des TTauri étudiées. Les colonnes 1-3 indiquent le nom, la masse et la période de rotation de l'étoile  $P_{\text{rot}}$ . La colonne 4 indique une estimation du flux magnétique moyen reconstruit à partir de Stokes  $V$ , la colonne 5 indique la répartition de l'énergie reconstruite associée aux composantes toroïdale et poloïdale. Les colonnes 5-6 listent la fraction relative de l'énergie contenue dans la composante poloïdale et celle de la composante poloïdale axisymétrique.

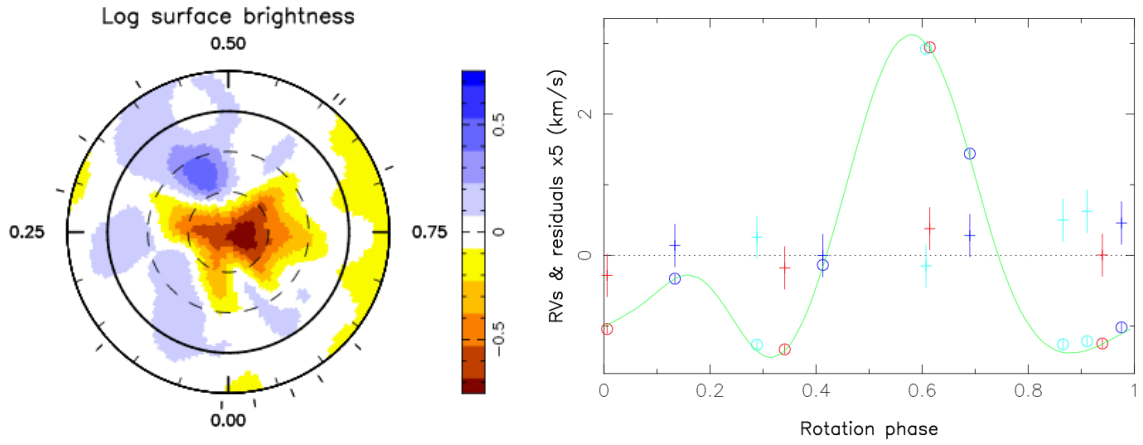
présentées dans la partie gauche des Figures 5.7 à 5.9, et les courbes de VR induites sont présentées dans la partie droite. Rappelons que dans le cas des rotateurs rapides, et vu les larges déformations du profil, la vitesse radiale est calculée par la méthode des moments. De manière générale, et en comparaison avec le cas précédent des naines M, on remarque qu'une plus large proportion de l'étoile est recouverte de taches. Nous obtenons qu'environ 15% des surfaces totales de V819 Tau et V830 Tau sont couvertes par des inhomogénéités de brillance, et environ 25% pour LkCa 4. Ceci témoigne de la forte activité de ces jeunes étoiles.

✱ **LkCa 4** : Pour LkCa 4, la distribution en brillance à la surface de l'étoile est composée d'une plage brillante vers la phase 0.42, et d'une large tache sombre environ deux fois moins brillante que la photosphère calme environnante, sur le pôle visible de l'étoile (comme attendu des déformations des profils non-polarisés, voir § 5.2). La qualité de l'ajustement obtenu ici en modélisant les taches brillantes et sombres ne peut pas être égalée si l'on force le modèle à ne reconstruire que des taches sombres. De plus cette carte est en bon accord avec la courbe de photométrie acquise pour cette étoile quelques mois auparavant avec CrAO<sup>1</sup> (voir figure 5 de Donati et al. 2015). Les inhomogénéités à la surface de LkCa 4 semblent donc être stables, au moins sur quelques mois, comme reporté dans Grankin et al. (2008) dont l'étude photométrique révélait une stabilité à l'échelle de plusieurs mois.

Le jitter en VR induit par la carte en brillance reconstruite permet de reproduire la vitesse radiale observée, de sorte que la dispersion des vitesses résiduelles est de  $55 \text{ m s}^{-1}$ . L'amplitude des variations de VR observée de l'ordre de  $4 \text{ km s}^{-1}$  pic-à-pic, et la précision associée aux mesures de l'ordre de  $60 \text{ m s}^{-1}$ , permettent de conclure quant à la très bonne efficacité du filtrage obtenu. Un Jupiter chaud induisant des modulations de VR de l'ordre de  $100 \text{ m s}^{-1}$ , ce filtrage par imagerie Zeeman-Doppler permet de détecter de potentielles jeunes planètes géantes. Avec une dispersion de  $55 \text{ m s}^{-1}$  après filtrage, aucune planète n'est suspectée autour de LkCa 4.

✱ **V819 Tau** : Cette étoile est la wTTS présentant le plus faible  $v \sin i$  de l'échantillon présenté ici. Le niveau de détail de la carte en brillance est donc moindre, mais permet de distinguer deux taches principales : une plage brillante, couvrant environ 6% de la surface totale de l'étoile, à la phase 0.2, et une tache sombre d'environ 9% à la phase 0.6, toutes deux à moyenne latitude (Figure 5.8). Ces

1. Crimean Astrophysical Observatory



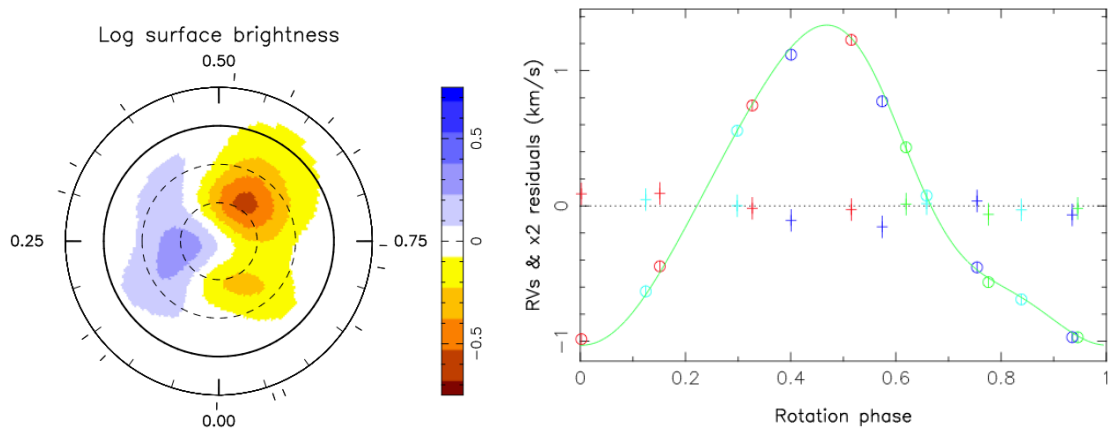
(a) LkCa 4

FIGURE 5.7 – Carte en brillance et jitter associé de LkCa 4. *Partie gauche* : L'échelle représente le logarithme de la brillance reconstruite. L'étoile est en représentation polaire aplatie. Les tirets autour des figures indiquent les phases d'observations.

*Partie droite* : Les mesures sont représentées par un cercle avec la barre d'erreur associée, la couleur indique le cycle d'observation. Les croix représentent les résidus en vitesse après filtrage par le jitter d'activité induit par la carte en brillance reconstruite. Le modèle est représenté par la courbe verte.

deux taches permettent de reconstruire la courbe photométrique obtenue à partir des observations photométriques collectées d'août à décembre 2014 (le lecteur est invité à consulter Donati et al. 2015 pour plus de détails sur la photométrie).

La courbe de vitesse radiale obtenue à partir de la carte reconstruite permet une fois encore de modéliser les variations de VR observées. La dispersion des vitesses résiduelles n'est que de  $33 \text{ m s}^{-1}$ , alors que l'amplitude pic-à-pic est d'environ  $2.2 \text{ km s}^{-1}$ , avec une erreur moyenne sur les mesures de  $\sim 40 \text{ m s}^{-1}$ . Cette étoile n'abrite vraisemblablement pas de planète induisant des variations de VR supérieures à une cinquantaine de  $\text{m s}^{-1}$ .



(a) V819 Tau

FIGURE 5.8 – Identique à la Figure 5.7 pour V819 Tau.



\* **V830 Tau** : la carte en brillance de V830 Tau montre une répartition uniforme des taches à la surface de l'étoile, une équipartition entre les taches sombres et brillantes, et avec un contraste avec la photosphère calme plus faible que pour V819 Tau. Aussi la courbe photométrique est de faible amplitude (environ 75% plus petite que celle de V819 Tau, voir Donati et al., 2015). Deux taches principales se distinguent : une sombre au pôle pouvant expliquer le cœur relativement plat des profils non-polarisés, et une tache brillante équatoriale à la phase 0.75, directement liée à la déformation observée au cycle 9.089 (voir Figure 5.2, (b)).

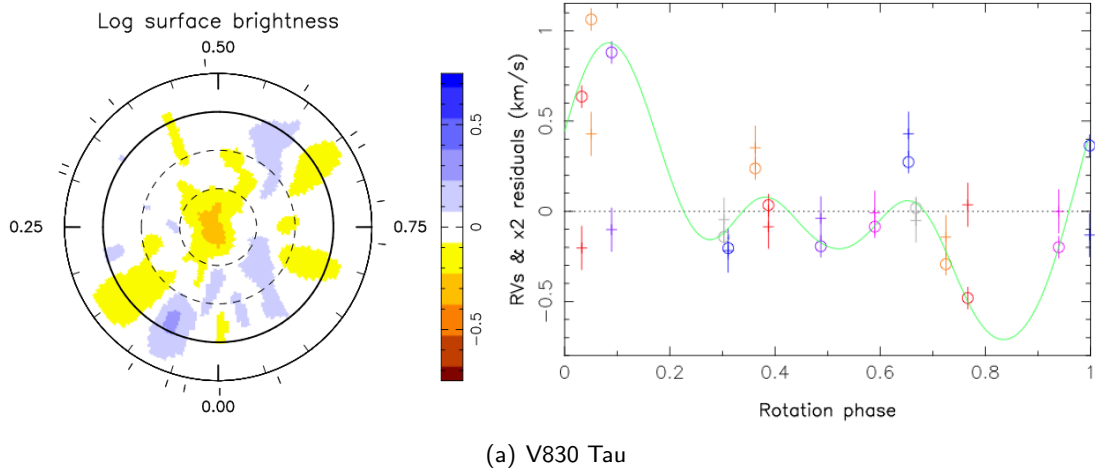


FIGURE 5.9 – Identique à la Figure 5.7 pour V830 Tau.

Le jitter de vitesse radiale a une amplitude pic-à-pic d'environ  $1.6 \text{ km s}^{-1}$ , et l'erreur typique des mesures de VR est de l'ordre de  $60 \text{ m s}^{-1}$ . Le jitter induit par la carte de la Figure 5.9 permet un filtrage des données de VR de sorte que l'écart-type des vitesses nettoyées du jitter atteint  $104 \text{ m s}^{-1}$ , soit environ deux fois plus fort que le niveau de précision potentiellement accessible au filtrage par ZDI. Cette dispersion est due essentiellement aux points des phases 0.05, 0.35 et 0.65, non-ajustés par la courbe du jitter d'activité. Nous pouvons alors suspecter la présence d'un Jupiter chaud en orbite autour de V830 Tau.

Pour renforcer cette hypothèse, nous pouvons d'une part rechercher un signal périodique dans les résidus, et d'autre part regarder les périodogrammes de la vitesse radiale de l'étoile avant et après filtrage du jitter d'activité induit par les inhomogénéités de brillance à la surface de l'étoile. Les résultats sont représentés Figure 5.10 & 5.11.

La recherche basique d'un signal sinusoïdal minimisant les écarts entre les mesures et le modèle (voir texte Section 4.3.1), permet de montrer deux minima, un à  $1.46P_{\text{rot}}$  (soit  $\sim 4$  jours) et  $2.2P_{\text{rot}}$  (soit  $\sim 6$  jours). Nous utilisons alors *yorbit* (Ségransan et al. in prep) pour ajuster la meilleure orbite képlérienne à l'aide d'un algorithme MCMC. Sans hypothèse *a priori* sur les paramètres orbitaux, le code converge vers la solution de période  $P_{\text{orb}} = 6.0$  jours d'excentricité nulle. La semi-amplitude  $K$  des variations de VR est de  $108 \text{ m s}^{-1}$ , et la masse de l'étoile étant de  $1.0 M_{\odot}$ , la masse maximale de la planète serait de  $m \sin i = 0.94 M_{\text{Jup}}$ . Pour  $i = 55^\circ$ , cela donne une planète d'environ  $1.2 M_{\text{Jup}}$ . Les paramètres orbitaux du potentiel Jupiter chaud sont résumés Table 5.3.

Si l'on regarde maintenant les périodogrammes associés au filtrage on remarque tout d'abord qu'aucun excès de puissance à 6 jours n'est observé dans le champ longitudinal de V830 Tau, ce qui



Nom	$M_P$ ( $M_{\text{Jup}}$ )	$P_{\text{orb}}$ (jours)	K ( $\text{m s}^{-1}$ )	$e$	$a$ UA	$T_0$ (JD)
V830 Tau b	1.2	$5.96 \pm 0.02$	$105 \pm 23$	0.0	0.065	$2457028.1 \pm 1.6$

TABLE 5.3 – Paramètres orbitaux du probable Jupiter chaud en orbite autour de V830 Tau.

tend à montrer que ce signal n'est pas dû à un effet instrumental ou d'échantillonnage, et n'est pas lié à de l'activité magnétique. Notons que les pics secondaires vers 0.6 et 1.6 jours sont les alias à 1 jour de la période de rotation de l'étoile. Après le filtrage des vitesses radiales le périodogramme montre bien un excès de puissance à 4 et 6 jours, alors que le signal a été nettoyé aux périodes associées à la rotation de l'étoile ( $P_{\text{rot}}$ ,  $P_{\text{rot}}/2$  et  $P_{\text{rot}}/3$ ).

Cette détection nécessite néanmoins une confirmation, car elle repose principalement sur trois points de mesures aux phases de rotation stellaire 0.05, 0.35 et 0.65. Nous ne pouvons à ce stade attester avec certitude de la présence de ce Jupiter chaud. Des observations supplémentaires sont nécessaires pour confirmer la nature périodique du signal.

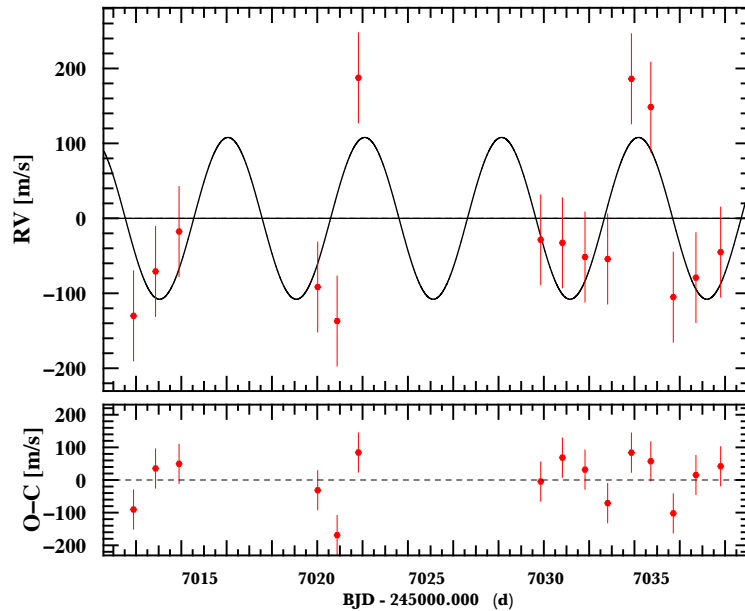


FIGURE 5.10 – La vitesse radiale résiduelle de V830 Tau (nettoyée du jitter d'activité) est représentée par les points rouges. La courbe noire représente un ajustement sinusoïdal, équivalent à une courbe de VR induite par un Jupiter chaud sur une orbite circulaire de  $P_{\text{orb}} \sim 6$  jours. La partie basse de la figure présente les résidus une fois le signal planétaire soustrait. La dispersion est alors de  $73 \text{ m s}^{-1}$ .

## 5.5 Conclusion

Le champ magnétique à grande échelle reconstruit pour V819 Tau et V830 Tau est similaire en terme d'intensité et de topologie, avec une composante poléodale dominante concentrée principalement en un dipôle de 300 à 400 G. Il diffère de celui de LkCa 4 qui montre un important anneau de champ toroïdal. Par ailleurs ces premières études observationnelles montrent que le champ magnétique de ces wTTS est différent en terme d'intensité ou de force entre les différentes composantes

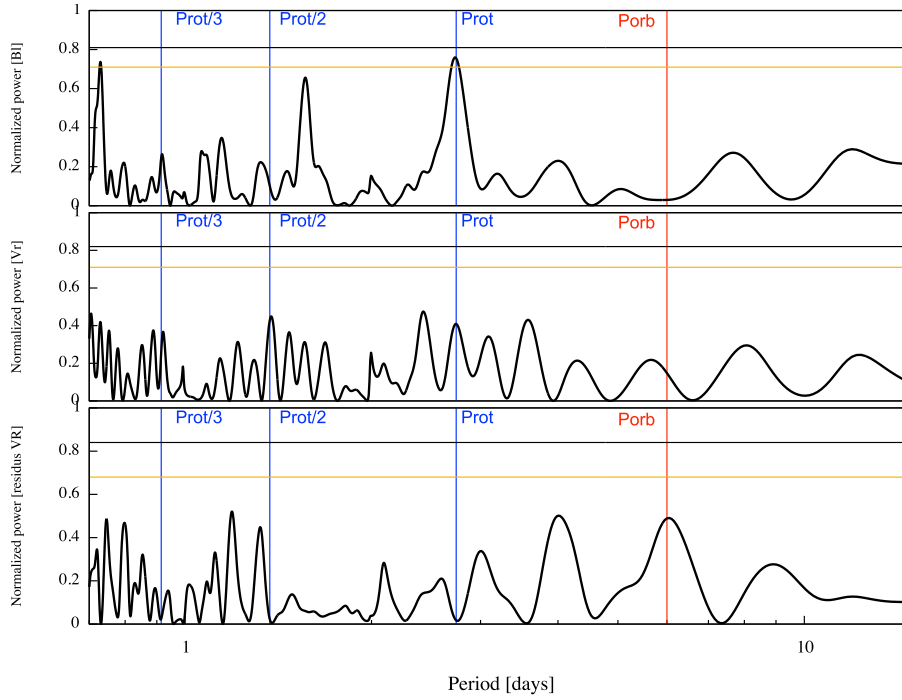


FIGURE 5.11 – Périodogrammes de haut en bas en tête de légende, de  $B_l$ ,  $V_r$  et ( $V_r$  - jitter d'activité) pour V830 Tau. Les traits bleus verticaux représentent  $P_{\text{rot}}$ ,  $P_{\text{rot}}/2$  et  $P_{\text{rot}}/3$ , le trait rouge la période d'un possible Jupiter chaud. Le trait horizontal noir la FAP à 1%, et jaune la FAP à 10%.

poloïdale et toroïdale, de celui des cTTS de masse et de période comparables (Donati et al., 2015, 2014, 2012).

Pour les étoiles de type T Tauri qui sont jeunes et très actives, le jitter d'activité peut être modélisé efficacement à partir de la reconstruction de la brillance relative des taches sombres et brillantes par rapport à la photosphère calme. Nous parvenons à le filtrer à plus de 90%. Ce filtrage permet alors la détection de planètes géantes induisant des signaux en VR de semi-amplitude  $K$  supérieure à environ  $100 \text{ m s}^{-1}$ . Bien que nécessitant de nouvelles observations pour une confirmation, la détection d'un signal périodique après filtrage de l'activité de V830 Tau est encourageante.

Pour mener une caractérisation du jitter d'activité similaire à celle faite pour les naines M (voir Section 4.7), nous pouvons calculer  $\text{rms}_{J,\text{tot}}$ ,  $\text{rms}_{J,m}$  et  $\text{rms}_{J,r}$ . Pour LkCa 4 et V819 Tau, le rms des données de VR brutes étant 25 fois inférieure à la précision des mesures de VR, nous pouvons négliger l'erreur faite sur chacune des mesures. Dans ce cas,  $\text{rms}_{J,\text{tot}}$  devient égal à la dispersion des données brutes  $\text{rms}_0$  et  $\text{rms}_{J,r}$  à  $\text{rms}_1$ . On obtient alors les résultats présentés Table 5.4

	$\text{rms}_{J,\text{tot}}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,m}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,r}$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$\text{rms}_{J,m}$ avec DI	$A_1$	$A_2$	$A_3$
LkCa 4	1605	1605	33	1604	48.6	29.1	28.4
V819 Tau	794	794	23	793	34.5	24.1	20.0
V830 Tau avec planète	447	431	103	434	4.3	4.2	8.4

TABLE 5.4 – Identique à la Table 4.11, pour LkCa 4, V819 Tau et V8310 Tau. Pour cette dernière  $J_r$  est essentiellement dû à la planète potentielle.

Le filtrage de l'activité est ainsi efficace et permet de réduire le jitter d'activité induit pas la modulation rotationnelle d'un facteur  $\sim 5$  à 30. Pour ces rotateurs rapides une perte de l'efficacité du filtrage peut être la conséquence d'un signal planétaire résiduel induit par un Jupiter chaud, comme cela semble être le cas de V830 Tau.

## CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

Ma thèse de doctorat s'est concentrée sur l'étude d'une technique de filtrage des mesures de vitesses radiales basée sur l'imagerie Zeeman-Doppler. Ce travail s'inscrit dans le cadre plus large de la recherche d'exoplanètes par vélocimétrie dans le cas où le signal planétaire se dissimule derrière l'activité stellaire. La méthode a été mise au point et les premiers tests ont été effectués à l'aide d'un échantillon de naines M modérément actives, et d'étoiles de type T Tauri à fines raies spectrales.

### **Champ magnétique des naines M**

Les étoiles M ciblées au cours de cette étude ont permis de compléter l'étude de la topologie magnétique à grande échelle des naines M modérément actives de période comprise entre 10 et 40 jours, et de masse comprise entre 0.35 et 0.61  $M_{\odot}$  (*i.e.*, autour de la limite à 0.5  $M_{\odot}$  au-delà de laquelle les champs magnétiques deviennent moins intense, non axisymétriques et avec une composante toroïdale significative, Morin et al. 2008b).

Les champs magnétiques détectés pour les naines M précoces de l'échantillon sont de quelques dizaines de Gauss. Pour les étoiles de masse supérieure à 0.5  $M_{\odot}$ , la fraction de champ toroïdal est prépondérante, exceptée pour l'étoile caractérisée par un nombre de Rossby supérieur à 1 comme le Soleil. Si l'on peut penser que la transition toroïdal/poloïdal se fait autour de  $R_o = 1$  pour  $M_{\star} > 0.5 M_{\odot}$ , des observations supplémentaires sont bien évidemment nécessaires pour le confirmer. Pour  $M_{\star} < 0.5 M_{\odot}$ , les propriétés sont variées, et on voit coexister des structures majoritairement poloïdales axisymétriques d'une part, et majoritairement toroïdales avec une composante poloïdale non-axisymétrique d'autre part, dans un même domaine de masse et de période de rotation où  $R_o$  est compris entre 0.1 et 1.

Étant des rotateurs lents ( $P_{\text{rot}} \sim 15\text{-}30$  jours), les naines M observées ont un nombre de Rossby supérieur à 0.1. Les naines les plus précoces exhibent un champ magnétique à grande échelle peu intense avec une composante multipolaire importante. Au contraire, les observations des étoiles M intermédiaires ( $M_{\star} < 0.5 M_{\odot}$ ) montrent des champs magnétiques avec des propriétés variées (Morin et al., 2008b, Hébrard et al., in prep). On observe donc une bistabilité du champ magnétique autour et au-delà de  $R_o = 0.1$ , comme prévu par les modèles théoriques (*e.g.*, Gastine et al., 2013). La zone de transition observée entre ces deux types de topologies magnétiques vers 0.5  $M_{\odot}$  coïncide

avec la diminution de la taille relative du cœur radiatif prédite par les modèles d'évolution stellaire. L'augmentation de l'échantillon observé permettra de mieux explorer ce domaine, et d'apporter de nouvelles contraintes observationnelles aux modèles de dynamo stellaire.

Par ailleurs, pour les étoiles les plus rapides et précoces de l'échantillon, on observe une rotation différentielle de surface d'amplitude similaire à ce qui est observé sur le Soleil ( $d\Omega \sim 5.10^{-2} \text{ rad.s}^{-1}$ ), ainsi qu'une évolution des topologies magnétiques en l'espace de quelques mois (e.g., GJ 846). Ces propriétés (DR, variabilité...) sont similaires à ce qui a déjà été observé sur des étoiles actives (e.g., Donati et al., 2003).

De plus l'étude du champ magnétique stellaire permet une mesure fiable de la période de rotation stellaire, à la fois en analysant la courbe de champ longitudinal et à l'aide de l'analyse des profils polarisés  $V$  au cours de l'Imagerie Zeeman Doppler. Cette grandeur est essentielle pour la suite de l'étude et la modélisation de l'activité stellaire photosphérique.

## *F*

### **iltrage de l'activité des naines M**

Les étoiles M étudiées ont un jitter d'activité dû d'une part à la modulation rotationnelle (noté  $J_m$ ), et d'autre part à une variabilité intrinsèque (noté  $J_r$ ) de période variable telle que la rotation différentielle, les flares, etc ... Pour les étoiles les plus précoces,  $J_r$  devient important.

Le code d'imagerie que nous avons développé reproduit la carte de la distribution des taches à la surface de l'étoile, et c'est à partir de ces cartes qu'est modélisé le jitter d'activité modulé par la rotation. On reconstruit des taches sombres avec une brillance relative deux fois plus faible que la photosphère calme couvrant environ 1 à 2% de la surface totale. Ces cartes permettent de réduire  $J_m$  d'un facteur 2 à 3 après filtrage. Pour se faire, les taches sont entièrement contraintes (brillance relative et élargissement du spectre fixés), et on reconstruit la proportion de taches au sein de chacune des cellules qui composent l'étoile modélisée. Cette description permet de gagner en stabilité dans la résolution numérique pour ce problème déjà délicat de reconstruction de la surface d'une étoile pour un rotateur lent. En effet, un faible  $v \sin i$  (1 à 2  $\text{km s}^{-1}$  pour les étoiles étudiées) induit une faible résolution de la reconstruction et donc une dégénérescence des paramètres, d'où le choix d'utiliser un nombre limité de paramètres à reconstruire.

Par ailleurs, le faible taux de rotation de ces étoiles entraîne un faible élargissement par rotation des raies spectrales. Le profil intrinsèque des raies prend alors de l'importance par rapport à celui de rotation. Puisqu'il est mal connu, nous nous affranchissons du problème en utilisant le profil moyen pour d'une part contraindre le profil de raie moyen de chaque étoile, et d'autre part mettre en avant les faibles déformations du profil ( $< 0.01\%$ ).

Le niveau de précision atteint peut être en théorie suffisant pour détecter des variations de VR dues à une planète induisant un signal en VR d'amplitude supérieure à  $\sim 5 \text{ m s}^{-1}$ , de période non synchrone avec celle de l'étoile. Par exemple pour une naine M de  $0.4 M_\odot$ , une planète d'environ  $10 M_\oplus$  à 0.25 UA de l'étoile centrale, serait en théorie détectable, si le jitter d'activité est essentiellement induit par de la modulation rotationnelle.

Cependant la largeur à mi-hauteur des profils (FWHM) n'est pas bien reconstruite, l'amplitude de ses variations restant largement sous-estimée. L'origine de ce problème reste à explorer.

---

La modulation rotationnelle étant intimement liée aux zones d'activité photosphérique, on peut supposer qu'il existe une corrélation entre le champ magnétique stellaire à grande échelle et la répartition des taches à la surface de l'étoile. Si pour les étoiles caractérisées par un champ avec une importante composante toroïdale et un champ poloïdal non-axisymétrique les taches semblent se concentrer principalement dans les zones de faibles champ radial, aucune systématique n'est pour l'instant clairement identifiée.

## toiles jeunes & Jupiters chauds

Le champ magnétique joue un rôle primordial dans le processus de formation stellaire. Pendant la phase T Tauri, le champ magnétique de l'étoile interagit fortement avec le disque et permet de diriger l'accrétion de matière par l'étoile à des points précis de sa photosphère, et d'influencer l'évolution de sa rotation. Les observations de ces étoiles (cTTs et wTTS) sont collectées grâce au large programme MaTYSSE (@CFHT & TBL). Ces étoiles sont très actives avec un  $v \sin i$  supérieur à  $10 \text{ km s}^{-1}$ , et du jitter mesuré de plusieurs centaines de  $\text{m s}^{-1}$ . La modélisation de l'activité à la surface des T Tauri rend accessible la détection de jeunes planètes géantes. L'exploration du champ magnétique est également une donnée utile à une meilleure compréhension des scénarii de formation planétaires en apportant des contraintes observationnelles sur, par exemple, le couplage entre le disque et le champ magnétique stellaire, ou encore sur la survie des géantes au processus de migration (Romanova and Lovelace, 2006).

Ces jeunes étoiles ont un fort taux de rotation et une importante activité majoritairement due à la modulation rotationnelle avec des déformations de profils pouvant atteindre plus de 0.1% du continu non polarisé. Les plages ne peuvent être délaissées pour reconstruire au niveau de bruit près les déformations observées. La brillance relative de chacune des cellules de l'étoile modélisée est directement reconstruite, sans problème de convergence. Les cartes obtenues permettent de modéliser plus de 90% du jitter d'activité. Nous avons ainsi obtenu la distribution des taches sombres et brillantes; elles recouvrent près de 25% de la surface totale des étoiles type wTTS. L'étude du jitter d'activité a permis d'établir que le filtrage des données grâce à l'imagerie permet de nettoyer les courbes de vitesse radiale jusqu'au niveau de bruit des données, soit environ  $50 \text{ m s}^{-1}$  pour un  $v \sin i$  de l'ordre de  $20 \text{ km s}^{-1}$ . La précision atteinte à l'aide du filtrage par ZDI est donc suffisante pour permettre la détection de planètes géantes en formation, qui ont migré vers l'étoile centrale. En effet une planète de  $1 M_{\text{Jup}}$ , en orbite autour d'une étoile  $1 M_{\odot}$  à 0.075 UA, induit un signal de vitesse radiale d'une centaine de  $\text{m s}^{-1}$  (semi-amplitude). L'étude du jitter des cTTs est plus difficile en raison du niveau élevé de leur activité induite par l'accrétion.

Autour de la T Tauri V830 Tau, une fois filtrées, les mesures de vitesses radiales montrent une dispersion plus importante, d'environ  $100 \text{ m s}^{-1}$ . De plus l'analyse de la périodicité du signal indique une possible période à 6 jours, pouvant correspondre avec la période orbitale d'un Jupiter chaud de  $1.2 M_{\text{Jup}}$  situé à 0.065 UA de l'étoile centrale. Cette possible détection nécessite d'être confirmée, mais elle montre déjà l'efficacité du filtrage pour les étoiles très actives que sont les T Tauri.

### Imagerie Doppler et simulations :

Les principales simulations menées durant ma thèse ont permis de mettre en place une méthode stable de reconstruction des taches stellaires. La prochaine étape, outre celle d'améliorer la construction de la largeur à mi-hauteur des rotateurs lents, est de contraindre les paramètres planétaires accessibles après filtrage du jitter par imagerie, l'objectif final étant de développer une technique d'imagerie facilitant la détection de petites planètes rocheuses en orbite autour des naines M. Pour y parvenir de façon robuste, je voudrais à terme rendre le processus de filtrage itératif (voir Figure 4.27) en contraignant les paramètres planétaires à l'aide d'un processus de type MCMC. Par ailleurs, ce filtrage pourrait être efficacement complété par une étude issue d'un suivi en photométrie pour les naines M les plus brillantes.

Pour compléter l'étude présentée ici, et tester plus avant l'efficacité de l'imagerie, je souhaiterais étudier des étoiles d'autre type spectraux, dont le jitter d'activité peut dépendre d'autres phénomènes, et pour lesquelles l'hypothèse selon laquelle les taches sombres contribuent seules au jitter ne sera pas suffisante. Une étude préliminaire de HD 209100 (observation en septembre 2013 et août 2014) montre que pour cette étoile de type K5, il y a une corrélation entre  $B_l$  et  $V_r$ , une variabilité de l'amplitude de  $V_r$  entre 2013 et 2014, des variations de bissecteur nettement plus importantes que dans le cas des étoiles de la présente étude, ainsi que des résidus RI de plus forte amplitude. Une solution que je veux implémenter pour la suite est de paramétrer une tache brillante dont la contribution à la FWHM est plus importante (Dumusque et al., 2014), et pour lesquelles le phénomène de la suppression du CB devra être pris en compte.

Pour les étoiles très actives avec des  $v \sin i$  importants ( $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$ ) et un fort jitter (amplitude pic-à-pic  $> 2 \text{ km s}^{-1}$ ), une étude préliminaire sur la recherche des paramètres orbitaux d'un compagnon planétaire basée sur l'imagerie Doppler et la maximisation d'entropie vient d'être publiée. Petit et al. (2015)<sup>2</sup> confirme que la précision de l'imagerie est suffisante pour détecter une planète induisant un signal de VR de quelques dizaines de  $\text{m s}^{-1}$ . La semi-amplitude du signal planétaire  $K$ ,  $P_{\text{orb}}$ , et la phase peuvent être reconstruits avec une précision d'environ 5% (Figure 5 et 6 de l'article). Cependant on observe deux limitations majeures : lorsque la planète et l'étoile sont synchrones,  $K$  est sur-estimé d'environ 50%, et lorsque  $K$  est inférieur à  $50 \text{ m s}^{-1}$ , donc proche du bruit intrinsèques des mesures de VR, les incertitudes sur la phase et  $P_{\text{orb}}$  augmentent. Avec cette première étude, l'impact du  $v \sin i$  n'a pas été évalué. Ici, le  $v \sin i$  étant grand, les incertitudes sur la VR sont importantes ( $> 60 \text{ m s}^{-1}$ ). Un plus faible  $v \sin i$  permettrait sans doute de repousser la limite de  $K$  reconstruit vers de plus faibles valeurs. Je vais poursuivre ces simulations, mais pour les rotateurs lents nécessitant une reconstruction en passant la moyenne et les résidus. À partir d'une répartition typique de taches à la surface de l'étoile (par exemple GJ 358), une planète de  $P_{\text{orb}}$ ,  $K$  et de phase variables sera ajoutée pour évaluer les limitations précises en terme de planètes accessibles. Il serait de plus intéressant d'explorer l'impact d'une part du suivi en IR qui rendra l'effet Zeeman dû au champ intense dans les taches plus nécessairement négligeable, et d'autre part de la couverture en phase sur la détermination des paramètres stellaires afin d'identifier pour un instrument tel que SPIRou qui sera sur le ciel deux semaines par mois, les limites engendrées en termes de détection.

---

2. je suis 3ème auteur de cet article

---

### **Applications à SPIRou :**

Le spectropolarimètre et vélocimètre de précision de nouvelle génération SPIRou (sur le ciel en 2017) va permettre un suivi plus systématique des naines M en explorant les domaines IR. Permettant un suivi en VR et en spectropolarimétrie, les techniques que j'ai commencé à développer durant la thèse, seront utiles à l'analyse des données acquises. Le premier objectif de l'instrument est la détection d'exoTerres dans la zone habitable des naines M modérément actives. L'IR permettra d'augmenter notre sensibilité à ces planètes de typiquement un ordre de grandeur par rapport aux instruments actuels opérant dans le visible. Ces observations seront de plus importantes pour déterminer plus précisément l'occurrence des petites planètes autour de naines M peu à modérément actives. Ces étoiles faisant partie des étoiles les plus présentes dans notre Galaxie, l'estimation plus précise de l'abondance et répartition des planètes en orbite autour des naines M permettra certainement d'apporter de nouvelles contraintes aux scénarii de formation planétaire.

Nous serons également plus sensibles au champ magnétique de ces étoiles (l'effet Zeeman devenant plus important aux grandes longueurs d'onde). L'étude faite sur les effets du champ magnétique sur les profils non polarisés (CCF) se révélera utile pour mieux diagnostiquer les effets du champ magnétique sur les profils non polarisés et caractériser l'activité stellaire responsable du jitter d'activité. Par ailleurs SPIRou permettra de compléter efficacement l'étude de l'évolution de la topologie magnétique des étoiles de faible masse avec la masse et la période de rotation, et ainsi d'améliorer la compréhension des mécanismes de génération de champ magnétique à grande échelle par effet dynamo.

L'apport de SPIRou pour les jeunes étoiles, plus brillantes dans l'IR, sera également important car nous pourrions suivre une plus grande diversité de jeunes étoiles, être sensible à leur champ magnétique à grande échelle. Par ailleurs la méthode de filtrage développée permet de rendre la détection de Jupiters chauds accessible. Aussi le rôle du champ magnétique dans le suivi de ces planètes pourra être mieux étudié. Par exemple en estimant la fréquence des Jupiters chauds autour des étoiles de la PMS, il sera possible d'explorer le rôle du champ magnétique dans l'arrêt de la migration ; pour un jeune Jupiter chaud, les interactions magnétiques avec son étoile hôte doivent en effet jouer un rôle dans l'histoire dynamique de cette planète (Strugarek et al., 2014). De plus en comparant cette fréquence avec celle des Jupiters chauds autour des étoiles de la séquence principale à celle que l'on pourra estimer autour des étoiles jeunes, il sera, par exemple, possible de mieux contraindre l'origine principale de la migration (disque ou présence d'autres compagnons massifs).

### **Étude de l'environnement magnétique planétaire :**

Que ce soit des planètes semblables à la Terre en orbite autour de naines M, ou des Jupiters chauds autour d'étoiles de type T Tauri, ces planètes sont situées à de faibles distances de leur étoile centrale (moins de 1 UA). Par exemple, la faible température effective des naines M permet à la zone habitable de s'étendre typiquement autour de 0.2 UA pour une étoile de type spectral M2 ( $M_{\star} \sim 0.4 M_{\odot}$ ). Elles sont donc directement sous l'influence de leur étoile. Grâce aux suivis en spectropolarimétrie, nous avons accès au champ magnétique à grande échelle, et ce dernier peut être extrapolé pour modéliser l'environnement magnétique dans lequel les planètes évoluent.

Ce dernier peut se révéler être important car, à de si faibles distances de l'étoile centrale, une planète tellurique rencontre une pression magnétique stellaire bien supérieure à celle s'exerçant sur la



Terre par exemple. Cela rend plus efficace les processus d'érosion atmosphérique et par conséquent réduit inévitablement l'étendue de la ZH autour de ces étoiles (Vidotto et al., 2013) et contraint les propriétés magnétiques de la planète. En effet, l'eau ne pourra subsister à la surface de la planète qu'à l'aide d'une atmosphère adéquate et stable, et cette atmosphère ne peut exister sans un champ magnétique planétaire la protégeant de l'érosion causée par l'étoile. Ainsi, si l'on veut détecter des planètes semblable à la Terre et déterminer leur potentielle habitabilité, l'étude de son environnement magnétique est essentielle.

# ANNEXE A

## JOURNAL DES OBSERVATIONS

Journal des observations faites d'octobre 2013 à septembre 2014. Pour chacune des tables, la colonne 1 liste le cycle rotationnel, les colonne 2-3 indiquent la nuit d'observation et le BJD associé, la colonne 4 mentionne l'instrument utilisé, et les colonnes 5-8 indiquent le signal à bruit, le champ longitudinal et le jitter en VR.

Cycle	Date	BJD (+ 2 456 000)	instrument	S/N	B (G)	RV (km s <sup>-1</sup> )
0.0000	20jun14	829.8720	HARPSPol	91	17.17 ± 5.05	-
0.1907	22jun14	831.9170	HARPSPol	158	7.87 ± 2.62	-
0.3766	24jun14	833.9110	HARPSPol	140	8.99 ± 3.02	-
0.5632	26jun14	835.9120	HARPSPol	100	2.21 ± 4.55	-
2.6123	18jul14	857.8880	HARPSPol	111	6.49 ± 4.02	-
2.7013	19jul14	858.8430	HARPSPol	141	-0.07 ± 2.97	-
2.7990	20jul14	859.8910	HARPSPol	129	2.70 ± 3.34	-
3.0731	23jul14	862.8310	HARPSPol	107	20.77 ± 4.20	-
3.1647	24jul14	863.8130	HARPSPol	119	10.96 ± 3.61	-
3.2569	25jul14	864.8020	HARPSPol	131	4.43 ± 3.28	-
6.2405	27aug14	896.8010	HARPSPol	102	0.01 ± 4.45	-

TABLE A.1 – Journal des observations de GJ 846.

Cycle	Date	BJD (+ 2 456 000)	instrument	S/N	B (G)	RV (km s <sup>-1</sup> )
0.1128	04may14	782.7440	HARPSPol	156	-55.99 ± 4.13	2.66e-01 ± 1.28e-03
0.1952	07may14	785.6510	HARPSPol	141	-37.58 ± 4.81	2.50e-01 ± 1.41e-03
0.2274	08may14	786.7880	HARPSPol	160	-30.21 ± 3.93	2.64e-01 ± 1.24e-03
0.8196	29may14	807.6990	HARPSPol	64	-80.81 ± 5.55	2.57e-01 ± 1.74e-03
0.8741	31may14	809.6230	HARPSPol	117	-70.78 ± 5.71	2.67e-01 ± 1.74e-03
0.9014	01jun14	810.5890	HARPSPol	116	-72.34 ± 5.12	2.63e-01 ± 1.58e-03
1.0167	05jun14	814.6590	HARPSPol	128	-56.15 ± 6.07	2.62e-01 ± 1.83e-03
1.0733	07jun14	816.6590	HARPSPol	112	-48.74 ± 6.79	2.50e-01 ± 2.02e-03
1.1016	08jun14	817.6560	HARPSPol	102	-57.05 ± 11.22	2.50e-01 ± 1.68e-03
1.2417	13jun14	822.6050	HARPSPol	120	-12.99 ± 5.57	2.68e-01 ± 1.31e-03
1.3267	16jun14	825.6050	HARPSPol	153	-2.12 ± 4.32	2.63e-01 ± 1.40e-03
1.4105	19jun14	828.5660	HARPSPol	129	0.24 ± 4.67	2.59e-01 ± 1.57e-03
1.4426	20jun14	829.6970	HARPSPol	128	8.87 ± 5.32	2.70e-01 ± 1.48e-03
1.6376	27jun14	836.5840	HARPSPol	125	2.39 ± 5.09	2.66e-01 ± 1.50e-03
2.2351	18jul14	857.6810	HARPSPol	114	-17.53 ± 4.71	2.73e-01 ± 1.65e-03
2.2633	19jul14	858.6780	HARPSPol	148	-35.83 ± 5.64	2.72e-01 ± 1.35e-03
2.2900	20jul14	859.6190	HARPSPol	113	-18.48 ± 4.29	2.68e-01 ± 1.68e-03
2.3775	23jul14	862.7090	HARPSPol	76	1.13 ± 5.93	2.75e-01 ± 2.77e-03
2.4034	24jul14	863.6240	HARPSPol	127	-8.57 ± 9.42	2.76e-01 ± 1.61e-03
2.4321	25jul14	864.6370	HARPSPol	160	-4.36 ± 5.05	2.62e-01 ± 1.17e-03
3.5335	02sept14	903.5290	HARPSPol	114	-5.61 ± 3.86	2.70e-01 ± 1.82e-03

TABLE A.2 – Journal des observations de GJ 674.

---

Cycle	Date	BJD (+ 2 456 000)	instrument	S/N	B (G)	RV (km s <sup>-1</sup> )
0.0004	17jan14	675.7090	HARPSPol	109	-51.09 ± 12.08	-6.39e-03 ± 1.93e-03
0.0782	19jan14	677.6780	HARPSPol	96	-54.90 ± 14.22	-1.23e-03 ± 2.21e-03
0.1586	21jan14	679.7130	HARPSPol	86	-99.91 ± 16.07	-8.14e-04 ± 2.47e-03
0.2355	23jan14	681.6580	HARPSPol	93	-94.82 ± 14.74	-3.57e-03 ± 2.26e-03
0.4775	29jan14	687.7800	HARPSPol	88	-49.06 ± 15.49	-3.10e-03 ± 2.43e-03
0.5538	31jan14	689.7110	HARPSPol	123	-15.37 ± 10.66	5.98e-03 ± 1.68e-03
0.6310	02feb14	691.6650	HARPSPol	121	-1.68 ± 10.99	8.18e-03 ± 1.73e-03
0.7886	06feb14	695.6510	HARPSPol	123	18.37 ± 10.49	4.64e-03 ± 1.71e-03
0.8690	08feb14	697.6850	HARPSPol	113	10.17 ± 11.80	-3.22e-03 ± 1.88e-03
1.4681	23feb14	712.8430	HARPSPol	112	-53.01 ± 11.43	2.75e-03 ± 1.85e-03
1.5470	25feb14	714.8380	HARPSPol	76	-13.01 ± 18.93	9.27e-03 ± 2.86e-03
1.6255	27feb14	716.8240	HARPSPol	107	-8.13 ± 12.01	4.92e-03 ± 1.99e-03
1.7039	01mar14	718.8090	HARPSPol	86	7.23 ± 15.59	-7.48e-04 ± 2.51e-03
1.7433	02mar14	719.8050	HARPSPol	119	12.56 ± 10.58	-2.58e-03 ± 1.78e-03
1.8207	04mar14	721.7630	HARPSPol	124	-9.67 ± 9.97	-1.89e-03 ± 1.70e-03
1.8994	06mar14	723.7550	HARPSPol	109	-29.50 ± 11.70	-4.77e-04 ± 1.96e-03
2.0144	09mar14	726.6640	HARPSPol	106	-49.88 ± 12.37	-5.61e-03 ± 2.02e-03
2.0945	11mar14	728.6900	HARPSPol	133	-81.82 ± 9.12	-9.77e-04 ± 1.56e-03
2.1715	13mar14	730.6400	HARPSPol	86	-83.74 ± 15.55	1.07e-03 ± 2.49e-03
2.6452	25mar14	742.6240	HARPSPol	101	-22.29 ± 12.71	1.19e-02 ± 2.12e-03
2.7233	27mar14	744.5980	HARPSPol	130	12.28 ± 9.45	-1.70e-03 ± 1.60e-03
2.8035	29mar14	746.6290	HARPSPol	107	7.83 ± 11.74	-1.37e-03 ± 1.97e-03
2.8800	31mar14	748.5630	HARPSPol	70	16.42 ± 19.71	-1.72e-03 ± 3.16e-03

---

TABLE A.3 – Journal des observations de GJ 358.

Cycle	Date	BJD (+ 2 456 000)	instrument	S/N	B (G)	RV (km s <sup>-1</sup> )
0.0002	03oct13	569.8850	HARPSPol	177	8.29 ± 2.25	-1.05e-05 ± 1.23e-03
0.0304	04oct13	570.9030	HARPSPol	196	11.79 ± 2.00	-4.79e-03 ± 1.12e-03
0.1777	09oct13	575.8680	HARPSPol	228	3.30 ± 1.70	-6.62e-04 ± 8.86e-04
0.2080	10oct13	576.8910	HARPSPol	219	5.16 ± 1.80	9.26e-04 ± 9.94e-04
0.4436	18oct13	584.8280	HARPSPol	188	11.05 ± 2.13	1.51e-03 ± 1.17e-03
0.5045	20oct13	586.8820	HARPSPol	194	4.40 ± 2.04	2.49e-03 ± 1.14e-03
0.6823	26oct13	592.8720	HARPSPol	210	-5.45 ± 1.84	-7.92e-04 ± 1.04e-03
0.7410	28oct13	594.8510	HARPSPol	171	-2.36 ± 2.33	7.87e-04 ± 1.28e-03
0.9177	03nov13	600.8070	HARPSPol	180	6.55 ± 2.20	6.62e-03 ± 1.22e-03
0.9773	05nov13	602.8160	HARPSPol	189	11.98 ± 2.09	1.44e-03 ± 1.07e-03
1.0358	07nov13	604.7880	HARPSPol	197	11.14 ± 2.00	3.71e-03 ± 1.12e-03
1.2736	15nov13	612.7990	HARPSPol	170	2.45 ± 2.36	1.69e-03 ± 1.30e-03
1.3323	17nov13	614.7790	HARPSPol	203	8.53 ± 1.94	-1.66e-03 ± 1.09e-03
1.5705	25nov13	622.8050	HARPSPol	209	2.80 ± 1.88	-4.04e-03 ± 9.73e-04
1.6226	27nov13	624.5610	NARVAL	313	-1.60 ± 1.31	-
1.6300	27nov13	624.8090	HARPSPol	174	-2.16 ± 2.32	2.68e-03 ± 1.15e-03
1.6882	29nov13	626.7720	HARPSPol	185	-4.40 ± 2.13	-1.92e-03 ± 1.18e-03
1.7454	01dec13	628.7000	HARPSPol	138	-5.52 ± 3.04	2.07e-04 ± 1.57e-03
1.8636	05dec13	632.6810	HARPSPol	171	5.87 ± 2.39	1.84e-03 ± 1.26e-03
2.0060	10dec13	637.4830	NARVAL	399	8.10 ± 0.97	-
2.0647	12dec13	639.4620	NARVAL	454	6.75 ± 0.83	-
2.1858	16dec13	643.5400	NARVAL	308	4.78 ± 1.31	-
3.1354	17jan14	675.5440	HARPSPol	172	4.19 ± 2.42	3.61e-03 ± 1.26e-03
3.1967	19jan14	677.6080	HARPSPol	148	3.78 ± 2.76	7.27e-03 ± 1.59e-03
3.3149	23jan14	681.5910	HARPSPol	133	8.39 ± 3.11	8.42e-03 ± 1.52e-03
3.5225	30jan14	688.5870	HARPSPol	171	5.48 ± 2.37	-4.19e-03 ± 1.27e-03

TABLE A.4 – Journal des observations de GJ 205.

---

Cycle	Date	BJD (+ 2 456 000)	instrument	S/N	B (G)	RV (km s <sup>-1</sup> )
0.0244	30apr14	778.5870	HARPSPol	133	20.54 ± 7.03	8.17e-03 ± 1.56e-03
0.0686	01may14	779.6500	HARPSPol	121	3.36 ± 7.82	4.08e-03 ± 1.74e-03
0.1514	03may14	781.6390	HARPSPol	108	8.61 ± 9.02	5.16e-03 ± 1.97e-03
0.1896	04may14	782.5590	HARPSPol	135	5.46 ± 7.04	5.53e-03 ± 1.43e-03
0.2313	05may14	783.5600	HARPSPol	102	24.94 ± 9.97	-6.72e-03 ± 2.09e-03
0.2724	06may14	784.5480	HARPSPol	120	18.45 ± 8.25	5.52e-03 ± 1.75e-03
0.3560	08may14	786.5590	HARPSPol	146	21.14 ± 6.50	1.32e-02 ± 1.43e-03
1.3138	31may14	809.5840	HARPSPol	99	32.36 ± 9.77	7.16e-04 ± 2.20e-03
1.3971	02jun14	811.5850	HARPSPol	120	16.67 ± 7.65	9.20e-04 ± 1.69e-03
1.5234	05jun14	814.6220	HARPSPol	99	-16.66 ± 9.66	-4.61e-03 ± 2.14e-03
1.6065	07jun14	816.6220	HARPSPol	95	-34.92 ± 10.45	-4.82e-03 ± 2.25e-03
1.6479	08jun14	817.6150	HARPSPol	85	-16.75 ± 11.69	-4.24e-03 ± 2.31e-03
1.6894	09jun14	818.6140	HARPSPol	75	-16.33 ± 13.67	-1.93e-03 ± 2.87e-03
1.7292	10jun14	819.5700	HARPSPol	97	-24.67 ± 10.03	-5.63e-03 ± 2.18e-03
1.8936	14jun14	823.5230	HARPSPol	89	1.53 ± 11.60	3.14e-03 ± 2.39e-03
1.9352	15jun14	824.5230	HARPSPol	106	15.89 ± 9.20	5.63e-03 ± 1.96e-03
2.0160	17jun14	826.4650	HARPSPol	113	14.38 ± 8.71	2.82e-03 ± 1.83e-03
2.0991	19jun14	828.4620	HARPSPol	129	22.29 ± 7.44	2.27e-03 ± 1.60e-03
2.1436	20jun14	829.5330	HARPSPol	118	10.17 ± 7.95	6.55e-03 ± 1.76e-03
2.1843	21jun14	830.5110	HARPSPol	114	19.65 ± 8.41	4.76e-03 ± 1.82e-03
2.3517	25jun14	834.5360	HARPSPol	101	40.06 ± 9.60	3.41e-03 ± 2.12e-03
2.6433	02jul14	841.5440	HARPSPol	63	3.14 ± 17.37	2.85e-03 ± 3.50e-03
2.6843	03jul14	842.5310	HARPSPol	101	-18.62 ± 9.72	-5.48e-03 ± 2.08e-03

---

TABLE A.5 – Journal des observations de GJ 479.

Cycle	Date	BJD (+ 2 456 000)	instrument	S/N	B (G)	RV (km s <sup>-1</sup> )
-0.4418	09jan14	667.6948	NARVAL	282	-8.94 ± 1.50	-
-0.3043	11jan14	669.6198	NARVAL	255	5.28 ± 1.69	-
0.0003	15jan14	673.8840	HARPSPol	90	16.52 ± 5.62	-1.97e-02 ± 3.85e-03
0.9276	28jan14	686.8660	HARPSPol	84	27.53 ± 6.11	-2.79e-03 ± 4.41e-03
0.9955	29jan14	687.8170	HARPSPol	79	8.28 ± 6.59	4.17e-03 ± 4.34e-03
1.0671	30jan14	688.8200	HARPSPol	108	4.11 ± 4.55	-5.30e-04 ± 2.90e-03
1.2093	01feb14	690.8100	HARPSPol	112	3.32 ± 4.35	1.31e-02 ± 3.06e-03
1.2813	02feb14	691.8190	HARPSPol	103	-1.09 ± 4.75	9.54e-04 ± 3.32e-03
1.4226	04feb14	693.7960	HARPSPol	110	-15.13 ± 4.41	2.79e-03 ± 3.08e-03
1.4928	05feb14	694.7790	HARPSPol	106	-13.66 ± 4.66	3.50e-03 ± 3.23e-03
1.5648	06feb14	695.7870	HARPSPol	109	-8.80 ± 4.45	6.28e-03 ± 3.13e-03
1.7065	08feb14	697.7710	HARPSPol	100	10.94 ± 4.92	-2.21e-02 ± 3.40e-03
2.7770	23feb14	712.7580	HARPSPol	123	34.21 ± 3.85	-2.86e-03 ± 2.59e-03
2.8486	24feb14	713.7600	HARPSPol	107	30.37 ± 4.53	2.02e-03 ± 2.94e-03
2.9916	26feb14	715.7630	HARPSPol	122	19.46 ± 3.86	-3.82e-03 ± 2.82e-03
3.1331	28feb14	717.7440	HARPSPol	101	3.45 ± 4.82	4.44e-03 ± 3.37e-03
3.2778	02mar14	719.7690	HARPSPol	125	-2.65 ± 3.82	2.06e-02 ± 2.52e-03
3.3474	03mar14	720.7430	HARPSPol	118	-7.61 ± 4.02	8.56e-03 ± 2.69e-03
3.4176	04mar14	721.7260	HARPSPol	103	-1.61 ± 4.73	8.66e-03 ± 3.61e-03
3.6304	07mar14	724.7060	HARPSPol	98	9.48 ± 5.00	1.01e-03 ± 3.52e-03
3.7026	08mar14	725.7160	HARPSPol	94	24.12 ± 5.32	2.93e-03 ± 3.62e-03
3.7761	09mar14	726.7450	HARPSPol	108	16.25 ± 4.47	2.14e-03 ± 3.17e-03
3.8452	10mar14	727.7130	HARPSPol	113	22.17 ± 4.30	-2.84e-03 ± 3.05e-03
3.9877	12mar14	729.7070	HARPSPol	112	9.37 ± 4.23	-1.80e-04 ± 2.84e-03
4.0576	13mar14	730.6860	HARPSPol	89	6.96 ± 5.69	-6.63e-03 ± 3.84e-03
4.1297	14mar14	731.6960	HARPSPol	83	7.69 ± 6.25	-5.06e-03 ± 4.48e-03
4.7694	23mar14	740.6520	HARPSPol	103	16.34 ± 4.84	-5.91e-03 ± 3.06e-03
4.9130	25mar14	742.6630	HARPSPol	113	11.95 ± 4.27	2.96e-03 ± 2.85e-03
5.0355	27mar14	744.3780	NARVAL	169	11.67 ± 2.85	-
5.0549	27mar14	744.6480	HARPSPol	97	5.46 ± 5.06	-8.96e-03 ± 3.52e-03
5.1270	28mar14	745.6580	HARPSPol	110	6.51 ± 4.45	-1.39e-02 ± 3.09e-03
5.1990	29mar14	746.6660	HARPSPol	124	-3.10 ± 3.82	1.81e-03 ± 2.76e-03
5.7534	06apr14	754.4280	NARVAL	221	11.83 ± 2.09	-
5.8994	08apr14	756.4720	NARVAL	298	11.17 ± 1.43	-
5.9688	09apr14	757.4440	NARVAL	303	7.82 ± 1.42	-
6.1188	11apr14	759.5440	NARVAL	262	4.32 ± 1.73	-
6.1844	12apr14	760.4620	NARVAL	281	1.66 ± 1.53	-
6.2554	13apr14	761.4560	NARVAL	296	-0.22 ± 1.47	-
6.3231	14apr14	762.4040	NARVAL	229	-2.88 ± 1.91	-
6.3991	15apr14	763.4680	NARVAL	294	-6.74 ± 1.47	-
6.4684	16apr14	764.4370	NARVAL	300	-7.45 ± 1.45	-
6.5415	17apr14	765.4620	NARVAL	253	-4.75 ± 1.76	-

TABLE A.6 – Journal des observations de GJ 410.

Cycle	Date	BJD (+ 2 456 000)	instrument	S/N	B (G)	RV (km s <sup>-1</sup> )
0.0000	04oct13	570.8820	HARPSPol	113	-16.47 ± 8.46	2.96e-01 ± 1.95e-03
0.1263	09oct13	575.8470	HARPSPol	127	0.60 ± 7.31	3.07e-01 ± 1.72e-03
0.1182	09oct13	575.5290	NARVAL	262	12.30 ± 3.81	-
0.1523	10oct13	576.8700	HARPSPol	133	2.78 ± 6.88	3.03e-01 ± 1.64e-03
0.1958	12oct13	578.5780	NARVAL	205	21.57 ± 4.78	-
0.3813	19oct13	585.8770	HARPSPol	130	-10.37 ± 7.09	2.98e-01 ± 1.66e-03
0.5337	25oct13	591.8690	HARPSPol	88	-29.03 ± 11.32	3.03e-01 ± 2.54e-03
0.5832	27oct13	593.8180	HARPSPol	99	-8.93 ± 9.78	3.12e-01 ± 2.22e-03
0.7354	02nov13	599.8030	HARPSPol	94	27.59 ± 10.40	3.06e-01 ± 2.35e-03
0.7861	04nov13	601.7960	HARPSPol	130	23.01 ± 7.14	3.06e-01 ± 1.66e-03
0.8366	06nov13	603.7820	HARPSPol	113	13.81 ± 8.38	3.04e-01 ± 1.94e-03
1.0148	13nov13	610.7910	HARPSPol	116	0.96 ± 8.15	3.05e-01 ± 1.88e-03
1.0653	15nov13	612.7780	HARPSPol	111	8.49 ± 8.66	3.03e-01 ± 1.98e-03
1.2173	21nov13	618.7570	HARPSPol	119	4.68 ± 7.97	3.05e-01 ± 1.85e-03
1.3194	25nov13	622.7710	HARPSPol	119	-16.60 ± 7.88	2.92e-01 ± 1.84e-03
1.3716	27nov13	624.8250	HARPSPol	85	-25.03 ± 11.37	2.99e-01 ± 2.60e-03
1.4457	30nov13	627.7400	HARPSPol	123	-11.51 ± 7.61	3.05e-01 ± 1.78e-03
1.4710	01dec13	628.7340	HARPSPol	92	-8.71 ± 10.69	3.06e-01 ± 2.41e-03
1.5124	03dec13	630.3640	NARVAL	205	-16.88 ± 5.27	-
1.5381	04dec13	631.3760	NARVAL	272	-9.01 ± 3.62	-
1.5719	05dec13	632.7050	HARPSPol	107	-0.67 ± 9.09	3.01e-01 ± 1.90e-03
1.5631	05dec13	632.3560	NARVAL	183	-7.99 ± 5.58	-
1.5885	06dec13	633.3550	NARVAL	184	-2.14 ± 5.64	-
1.6142	07dec13	634.3690	NARVAL	271	3.57 ± 3.71	-
1.6401	08dec13	635.3870	NARVAL	278	7.56 ± 3.46	-
1.6927	10dec13	637.4550	NARVAL	242	24.48 ± 4.14	-
1.7445	12dec13	639.4900	NARVAL	278	26.39 ± 3.47	-
1.7962	14dec13	641.5250	NARVAL	206	12.95 ± 4.95	-
1.8482	16dec13	643.5680	NARVAL	200	4.71 ± 5.34	-
2.7389	20jan14	678.6030	HARPSPol	112	17.75 ± 8.46	3.05e-01 ± 1.94e-03
2.7901	22jan14	680.6160	HARPSPol	124	19.75 ± 7.53	3.09e-01 ± 1.72e-03
2.9156	27jan14	685.5530	HARPSPol	98	-11.04 ± 10.10	3.07e-01 ± 2.21e-03

TABLE A.7 – Journal des observations de GJ 176.





## ANNEXE B

### RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES POUR LES NAINES M

Les figures qui suivent présentent :

- les périodogrammes de  $B_l$  et  $B_{l,ZDI}$  pour GJ 358, GJ 410, GJ 205, GJ 479, GJ 176 et GJ 674.
- l'ensemble des spectres polarisé et les cartes magnétiques obtenus et non présentés dans le corps principal du manuscrit pour l'échantillon des naines M, *i.e.*, pour GJ 674, GJ 205, GJ 479 et GJ 176, Figure B.6 à B.9.
- la corrélation en H $\alpha$  et Na (Figure B.16), et les résultats obtenus pour la reconstruction de la carte en brillance de GJ 410 à partir de l'ensemble des données acquises (Figure 4.19).

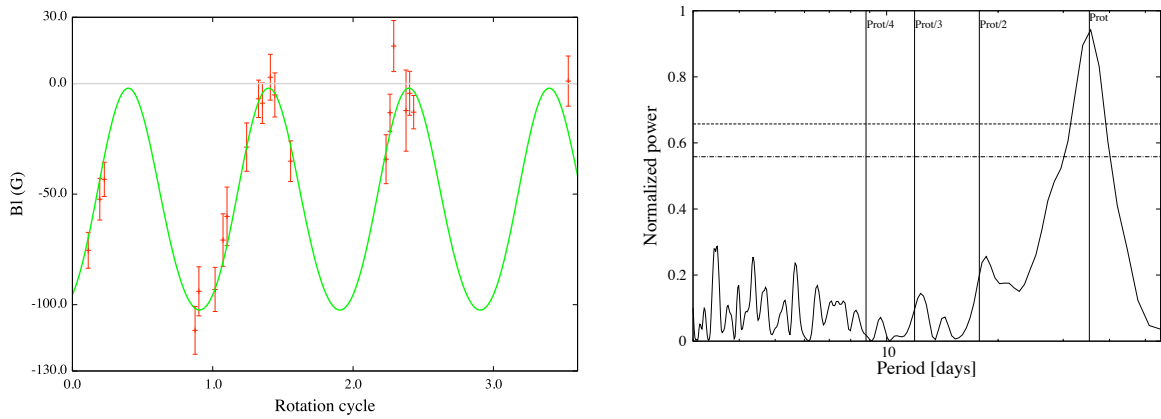


FIGURE B.1 – Identique à la Figure 4.3 pour GJ 674.

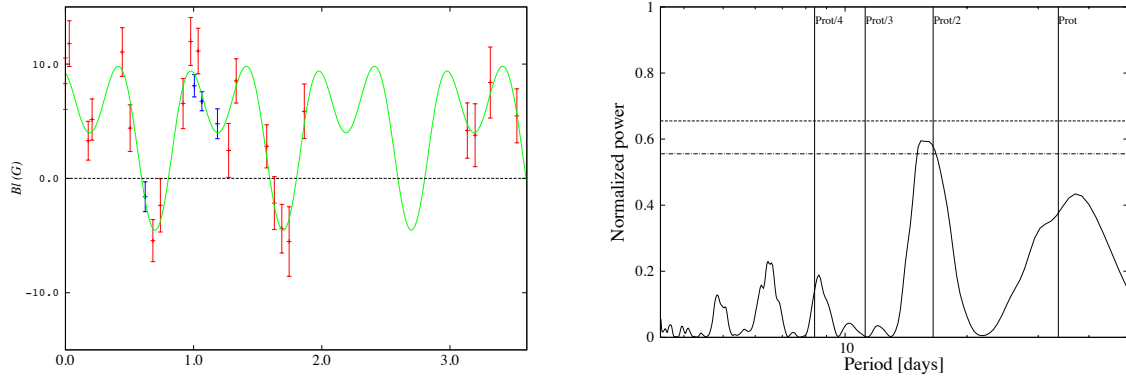


FIGURE B.2 – Identique à la Figure 4.3 pour GJ 205. Les points rouges représentent les données HARPSpol, les données bleues les données NARVAL.

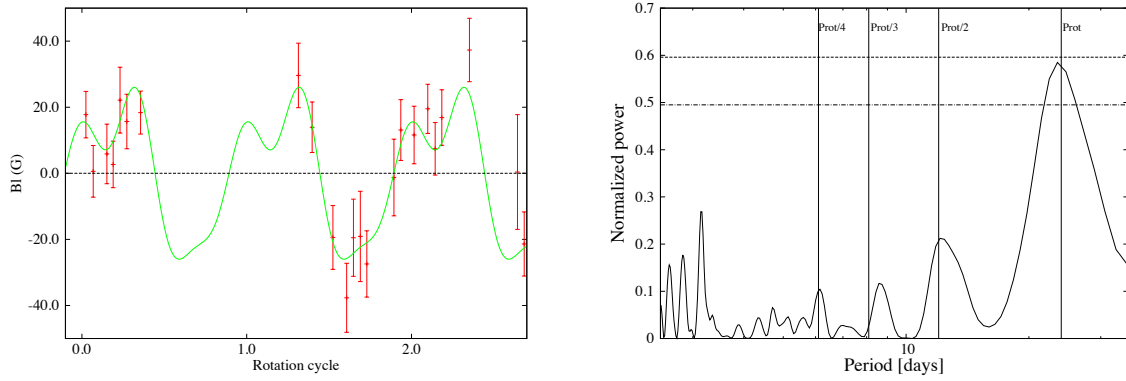


FIGURE B.3 – Identique à la Figure 4.3 pour GJ 479.

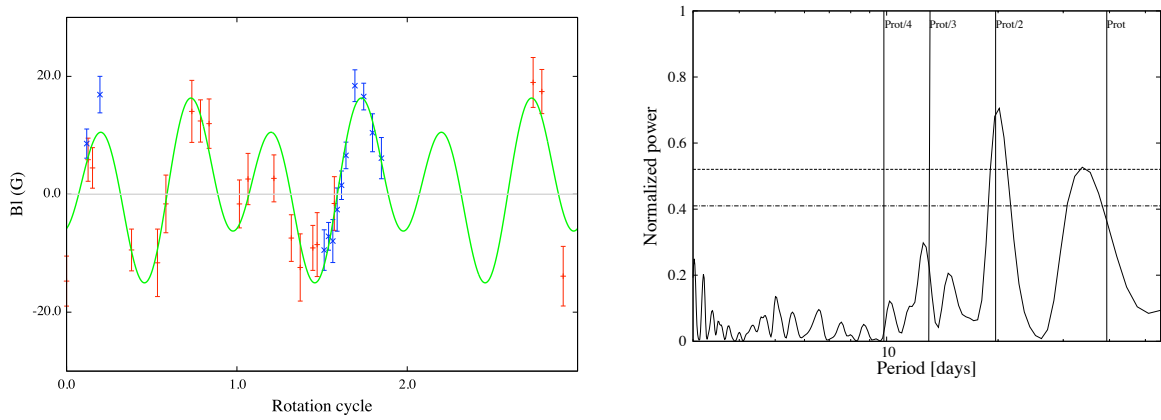


FIGURE B.4 – Identique à la Figure 4.3 pour GJ 176. Les points rouges représentent les données HARPSpol, les données bleues les données NARVAL.

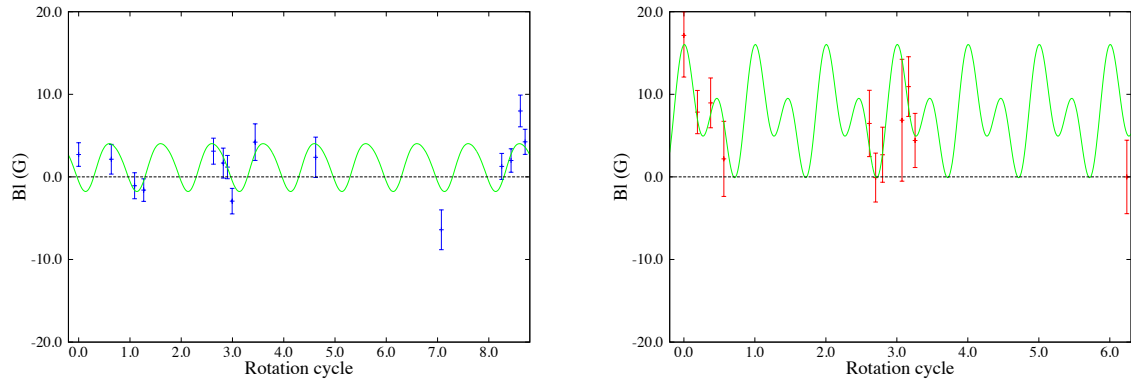


FIGURE B.5 – Champ longitudinal de GJ 846. Les points  $B_l$  observés avec leurs barres d'erreur associées sont indiqués en rouge (HARPSPol, à droite) ou en bleu (NARVAL, à gauche), en vert l'ajustement sinusoïdal à la période du fondamental. Le trait en pointillés matérialise le niveau 0 G.

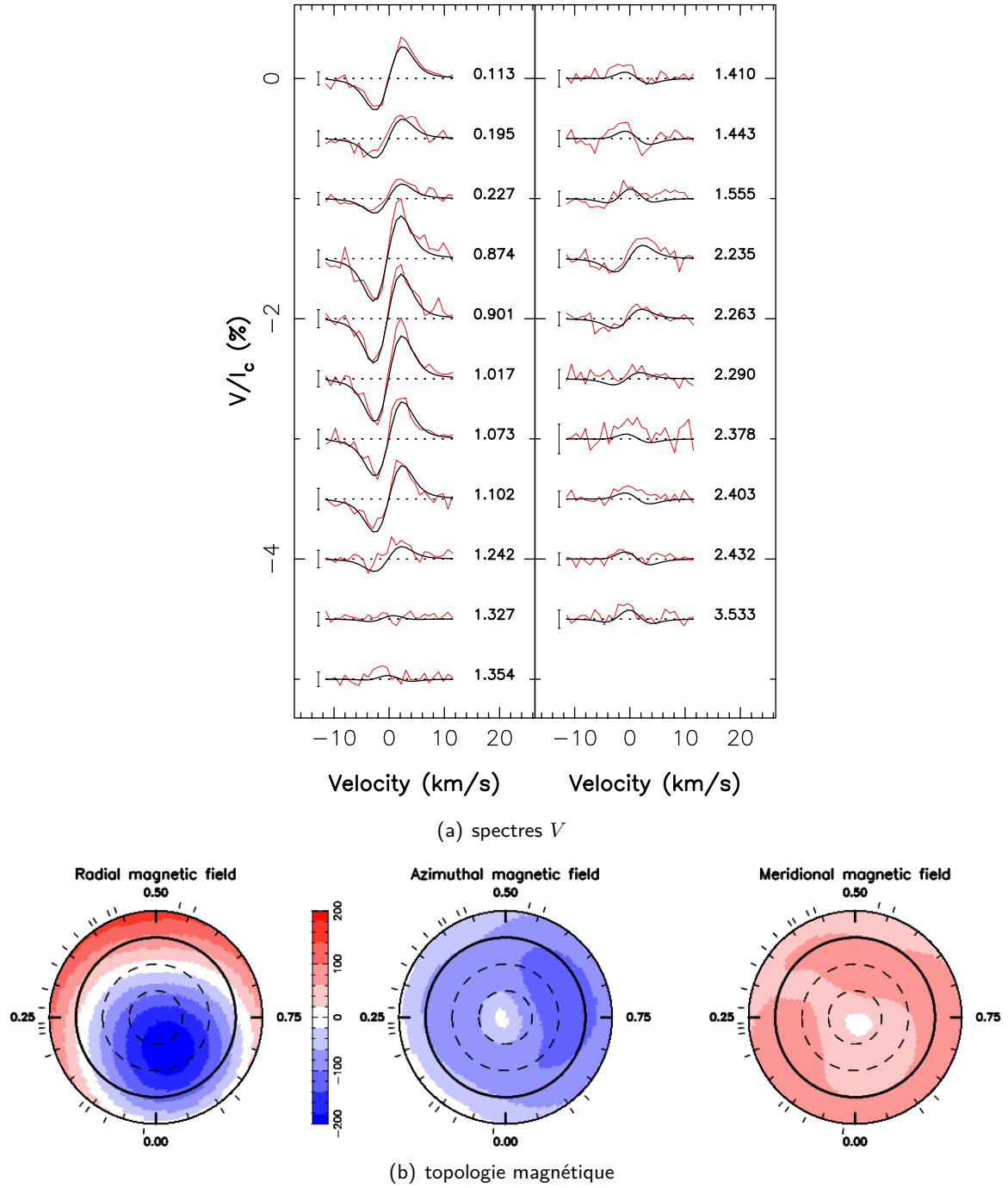
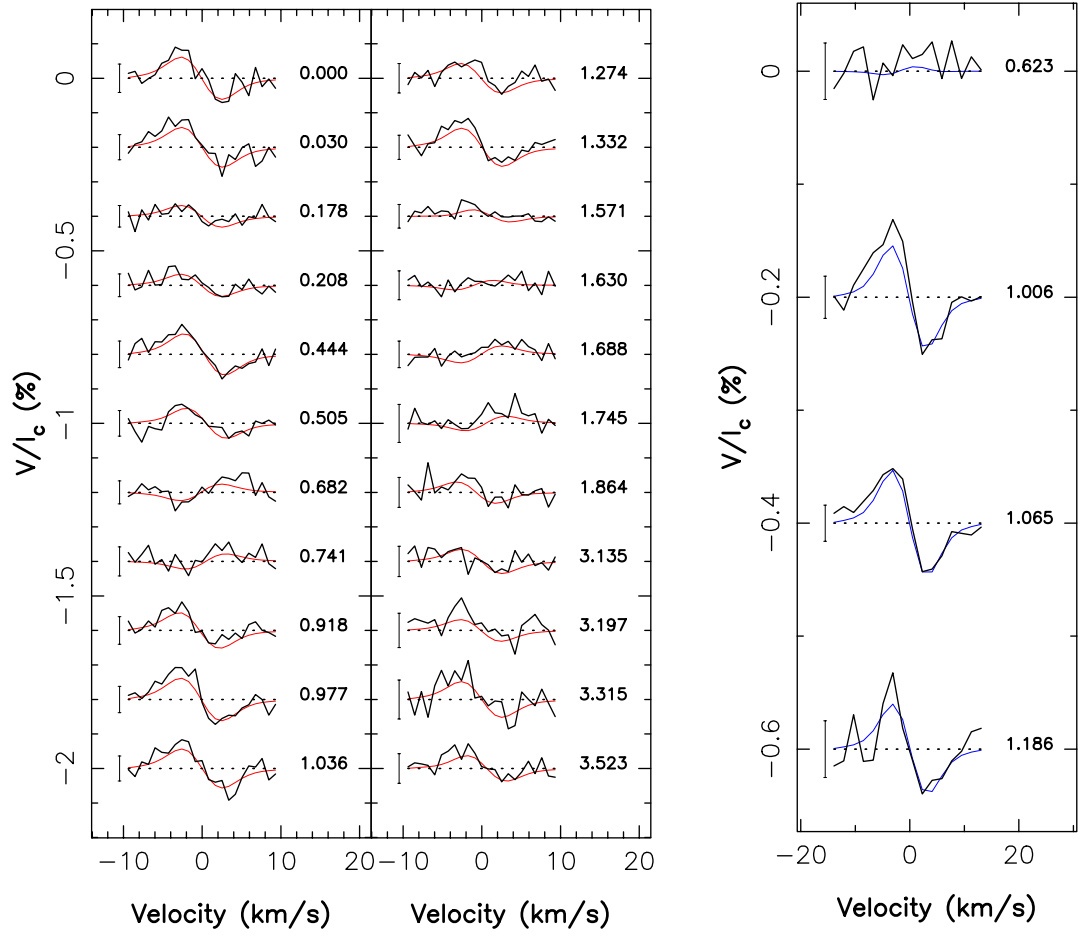
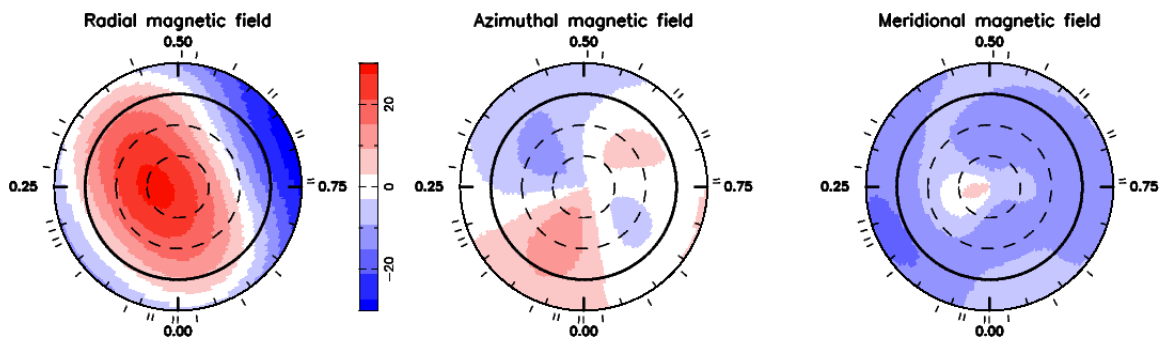


FIGURE B.6 – Identique à la Figure 4.5 pour GJ 674 avec  $\text{BJD} = 2\,456\,569.88 + 35.30\,E$ .



(a) spectres  $V$



(b) topologie magnétique

FIGURE B.7 – Identique à la Figure 4.5 pour GJ 205 avec  $\text{BJD} = 2\,456\,569.88 + 33.63\,E$ . Les données Narval sont représentées en bleu.

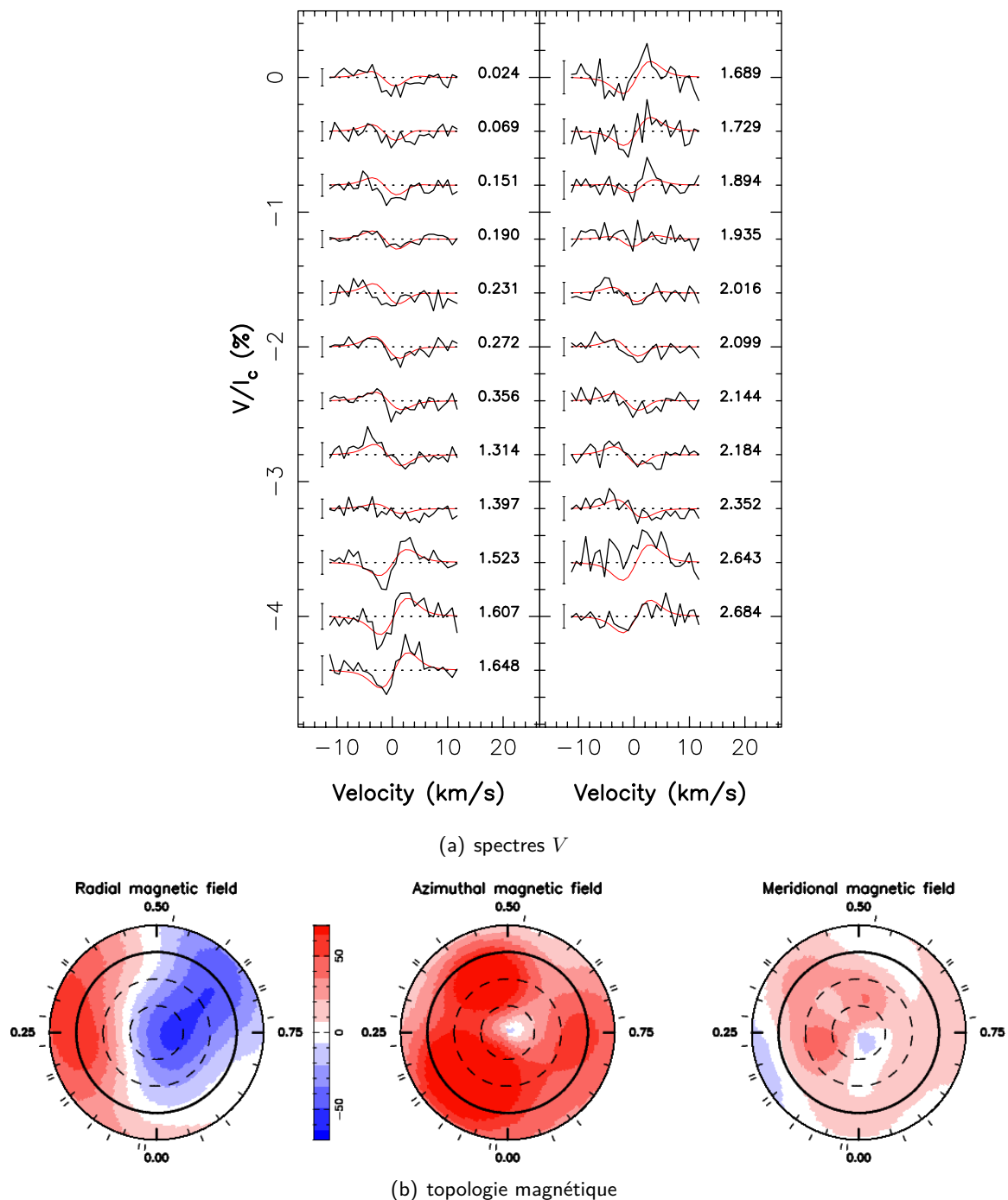
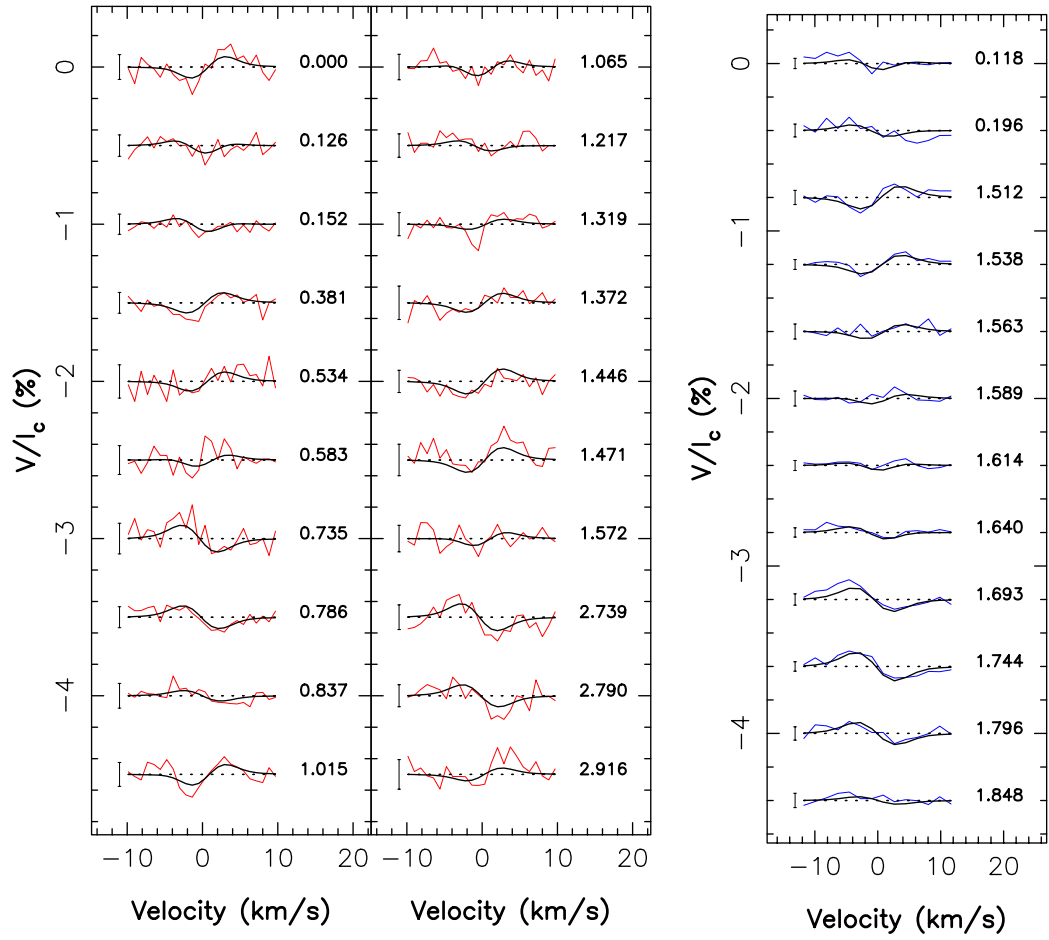
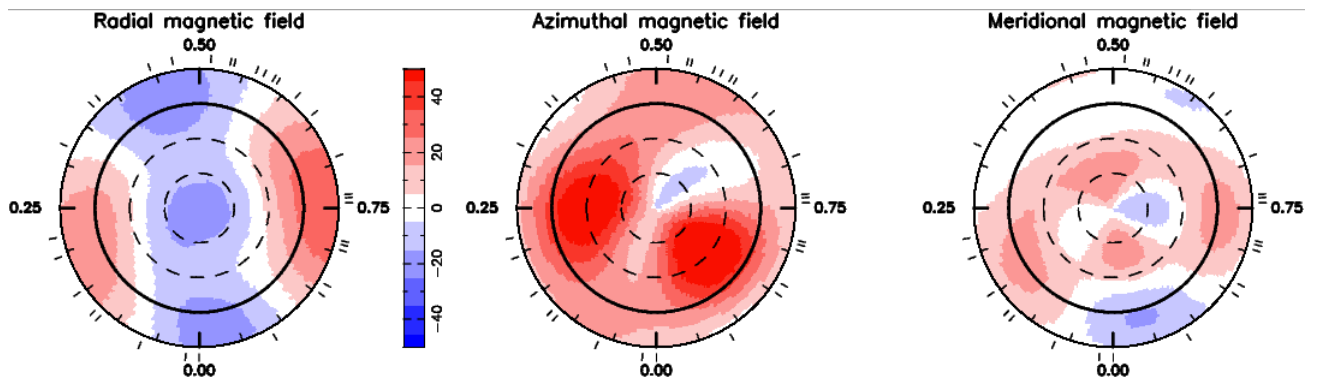


FIGURE B.8 – Identique à la Figure 4.5 pour GJ 479 avec  $\text{BJD} = 2\,456\,778.00 + 24.04\,E$ .



(a) spectres  $V$  HARPSPol

(b) spectres  $V$  NARVAL



(c) topologie magnétique

FIGURE B.9 – Identique à la Figure 4.6 pour GJ 176 avec  $\text{BJD} = 2\,456\,778.00 + 39.33\,E$ .



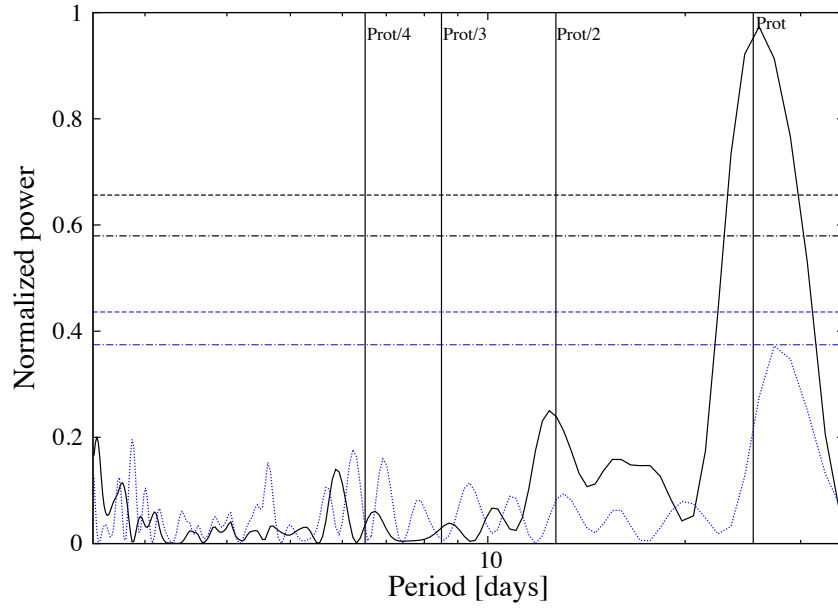


FIGURE B.10 – Champ longitudinal et périodogrammes associés de GJ 358. Périodogramme des données  $B_l$  (en noir) et les probabilités de fausse alarme (FAP) à 10% (tiret-point) et 1% (tiret) associées au pic principal, ainsi qu'en bleu le périodogramme des résidus  $B_l - B_{lzdi}$ , avec  $B_{lzdi}$ , le champ longitudinal calculé d'après la reconstruction (cf. 2<sup>ème</sup> § de la Section). Les traits continus verticaux matérialisent  $P_{rot}$  à  $P_{rot}/4$ .

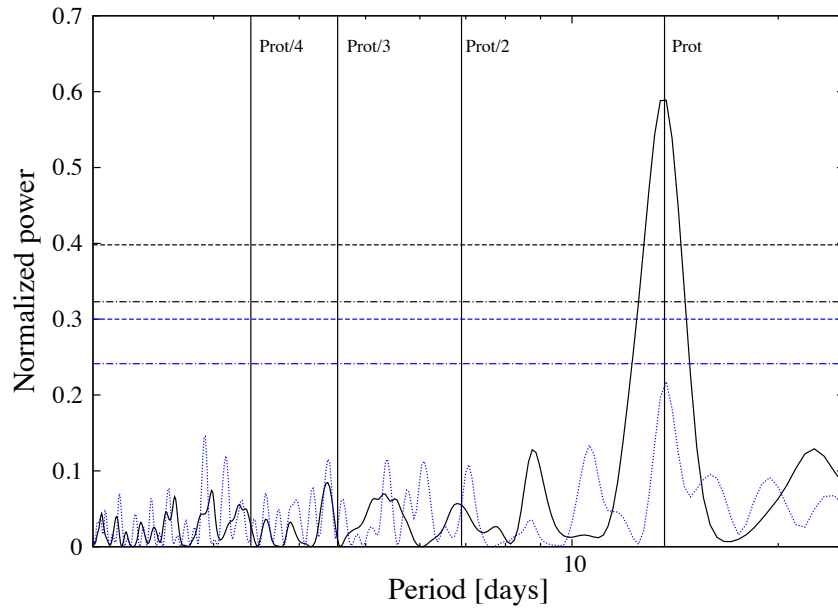


FIGURE B.11 – Identique à la Figure B.10, pour GJ 410.

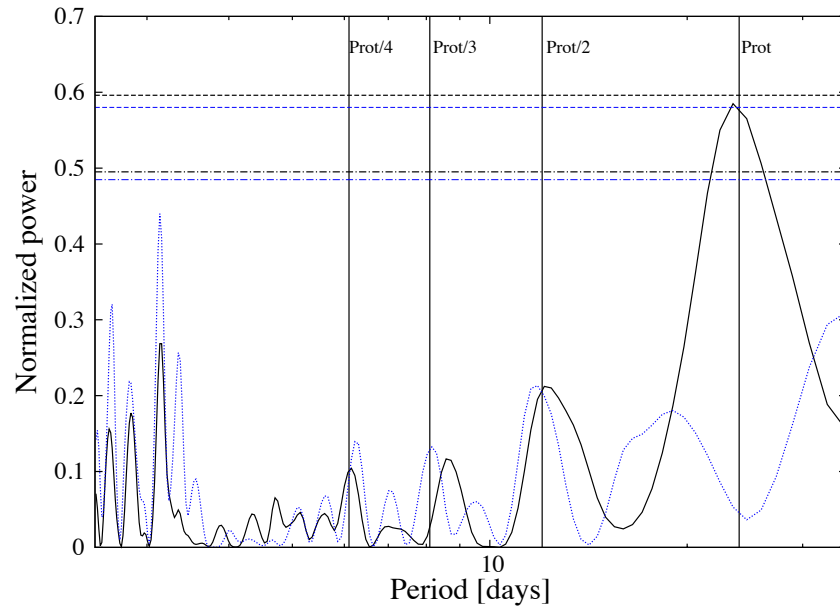


FIGURE B.12 – Identique à la Figure B.10, pour GJ 479.

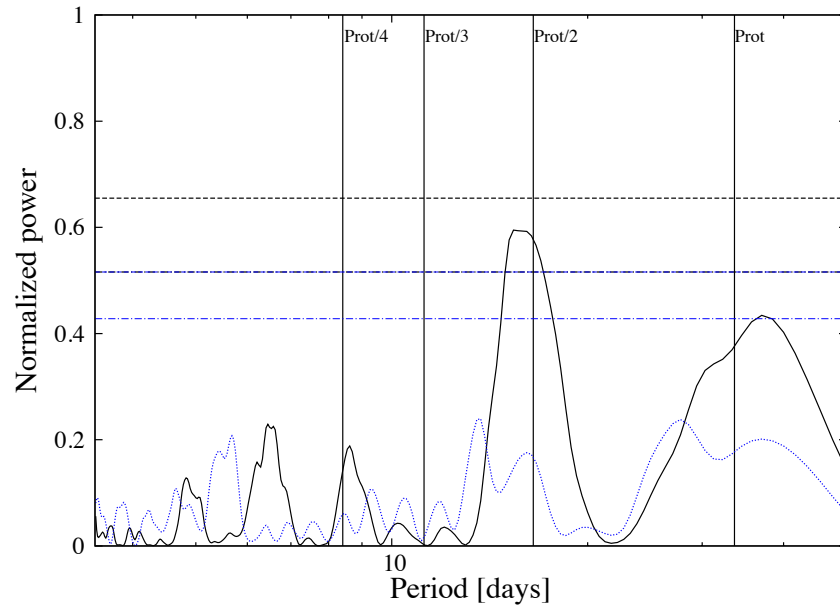


FIGURE B.13 – Identique à la Figure B.10, pour GJ 205.

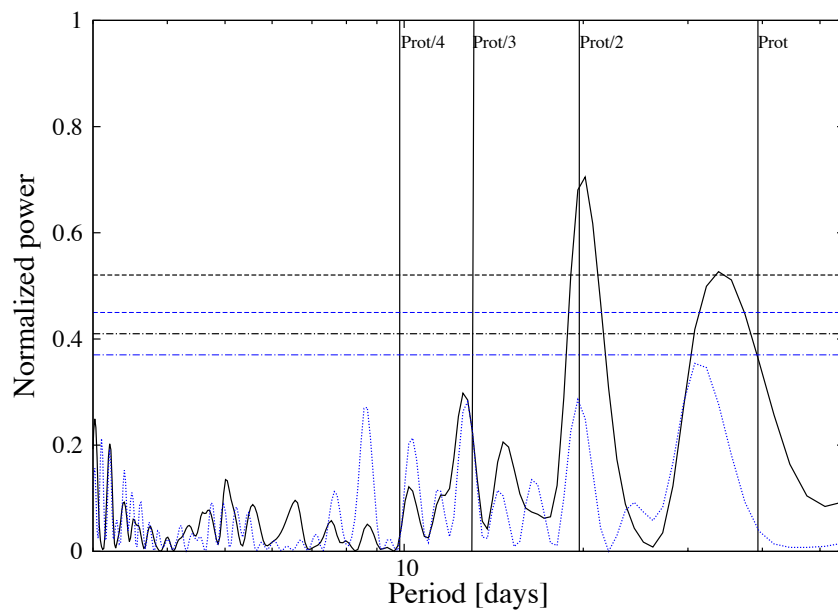


FIGURE B.14 – Identique à la Figure B.10, pour GJ 176.

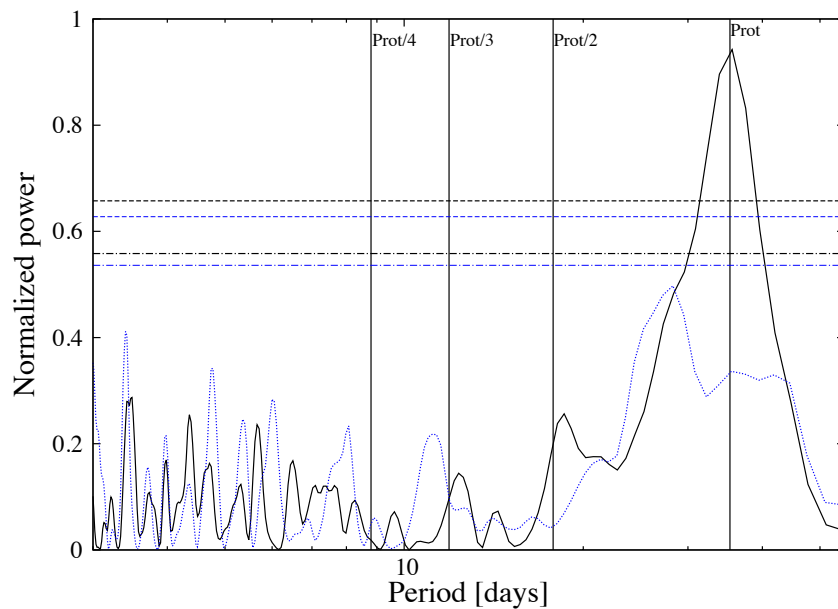


FIGURE B.15 – Identique à la Figure B.10, pour GJ 674.

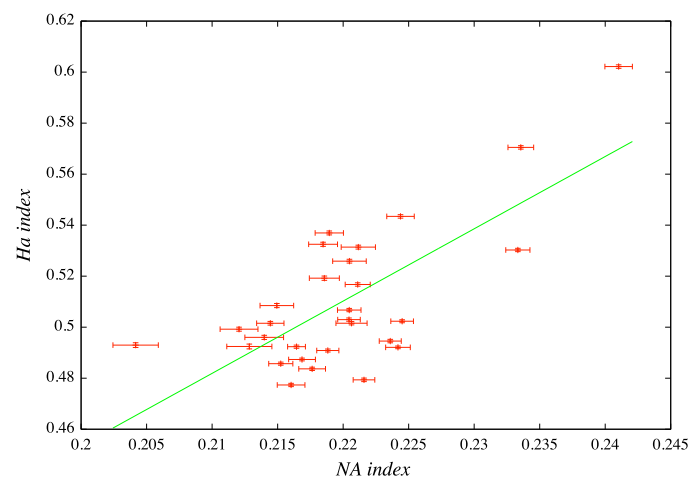


FIGURE B.16 – Les données associées à  $H\alpha$  et l'indice d'activité Na sont en rouge. La droite représente la corrélation linéaire entre les deux indices d'activité (0.72).

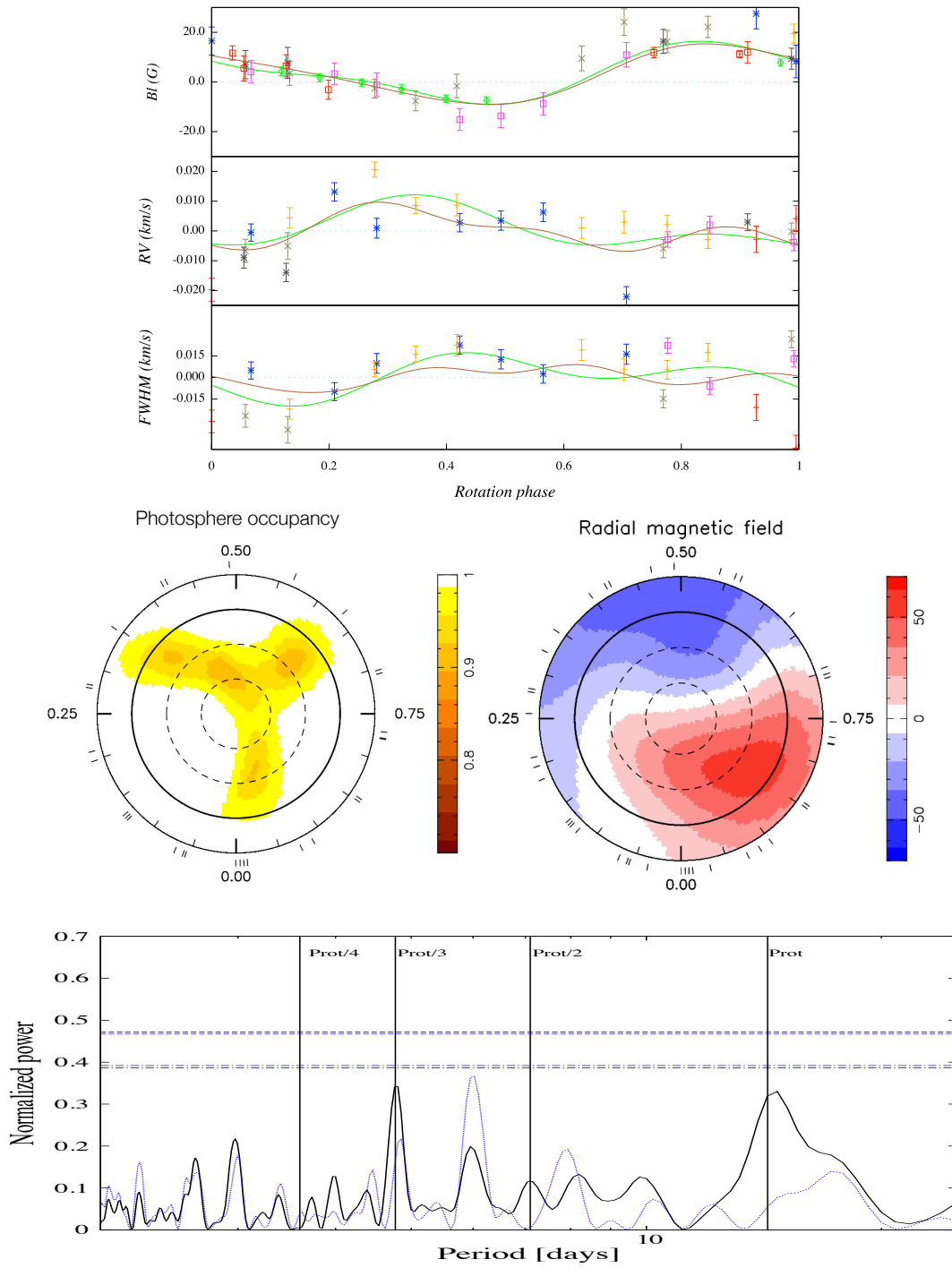


FIGURE B.17 – *En haut* : Évolution temporelle de  $B_l$ ,  $V_r$  et  $FWHM$ . Les données sont représentées avec leur barre d'erreur avec une couleur par cycle rotationnel. La courbe verte représente un ajustement sinusoïdal avec une harmonique, la courbe marron représente le jitter modélisée à partir de l'imagerie Doppler.

*AU centre* : Carte reconstruite de la surface de GJ 410. *En bas* : Périodogramme de  $V_r$  observées en noir, et de la vitesse radiale une fois nettoyée de la vitesse radiale modélisée par DI en bleu. Les niveaux de FAP à 1% et 10% sont indiqués en pointillés et points-pointillés.

## ANNEXE C

### PUBLICATIONS

#### **C.1 Articles premier auteur publiés dans une revue à comité de lecture**

- C.1.1 *"Detecting planets around active stars : impact of magnetic field on radial velocities and line bisectors"*, MNRAS, accepté le 25 juin 2014**

# Detecting planets around active stars: impact of magnetic fields on radial velocities and line bisectors

É. M. Hébrard,<sup>1,2★</sup> J.-F. Donati,<sup>1,2</sup> X. Delfosse,<sup>3</sup> J. Morin,<sup>4,5</sup> I. Boisse,<sup>6</sup> C. Moutou<sup>6,7</sup> and G. Hébrard<sup>8,9</sup>

<sup>1</sup>CNRS-INSU, IRAP-UMR 5277, 14 Av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France

<sup>2</sup>Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, F-31400 Toulouse, France

<sup>3</sup>UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, IPAG UMR 5274, F-38041 Grenoble, France

<sup>4</sup>LUPM, Université Montpellier II, CNRS, UMR 5299, Place E. Bataillon, F-34095 Montpellier, France

<sup>5</sup>Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität, Göttingen, Friedrich-Hund-Platz 1, D-37077 Göttingen, Germany

<sup>6</sup>Aix-Marseille Université, CNRS, LAM, UMR 7326, F-13388 Marseille, France

<sup>7</sup>CNRS, Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, 65-1238 Mamalahoa Hwy, Kamuela, HI 96743, USA

<sup>8</sup>IAP, Université Pierre et Marie Curie, UMR 7095 CNRS, 98 bis bd. Arago, F-75014 Paris, France

<sup>9</sup>Observatoire de Haute-Provence, CNRS/OAMP, F-04870 St Michel l'Observatoire, France

Accepted 2014 June 25. Received 2014 June 24; in original form 2013 December 12

## ABSTRACT

Although technically challenging, detecting Earth-like planets around very low mass stars is in principle accessible to the existing velocimeters of highest radial-velocity (RV) precision. However, low-mass stars being active, they often feature dark spots and magnetic regions at their surfaces generating a noise level in RV curves (called activity jitter) that can severely limit our practical ability at detecting Earth-like planets. Whereas the impact of dark spots on RV data has been extensively studied in the literature, that of magnetic features only received little attention up to now. In this paper, we aim at quantifying the impact of magnetic fields (and the Zeeman broadening they induce) on line profiles, line bisectors and RV data. With a simple model, we quantitatively study the RV signals and bisector distortions that small magnetic regions or global magnetic dipoles can generate, especially at infrared wavelengths where the Zeeman broadening is much larger than that in the visible. We report in particular that the impact of magnetic features on line bisectors can be different from that of cool spots when the rotational broadening is comparable to or larger than the Zeeman broadening; more specifically, we find in this case that the top and bottom sections of the bisectors are anticorrelated, i.e. the opposite behaviour of what is observed for cool spots. We finally suggest new options to show and ultimately filter the impact of the magnetic activity on RV curves.

**Key words:** line: profiles – techniques: polarimetric – techniques: radial velocities – stars: magnetic field – starspots.

## 1 INTRODUCTION

Most exoplanets known today were detected thanks to the so-called radial-velocity (RV) technique. This method measures the periodic RV variations of a star that result from the reflex motion induced by an orbiting planet. These small variations are detectable through Doppler shifts of the whole spectrum. RVs are usually obtained by computing the cross-correlation function (CCF) of the observed spectrum with a reference spectrum. With the improvement of spectroscopic techniques and the construction of ultra-stable échelle spectrographs (called velocimeters), RV precisions of better than  $1 \text{ m s}^{-1}$  can be reached on long time-scales, rendering the detection

of Super-Earths and Earth-like planets a priori possible (e.g. Pepe et al. 2011; Dumusque et al. 2012).

To ease the detectability of such planets, an interesting option is to study the cooler, less massive and much more numerous M dwarfs. Not only their RV curves are comparatively more sensitive to the presence of exoplanets, but they vastly dominate the stellar population in the solar neighbourhood and are likely hosting most planets in our Galaxy. Their reduced temperatures move their habitable zones closer in, further increasing RV signals from potential habitable exoplanets (four times for M4), and easily allowing complementary studies, like transit observations.

However, M dwarfs are often active. Stellar activity (e.g. spots, granulation, magnetic fields) can impact the shape of stellar spectral lines and thus induce apparent RV variations mimicking those induced by an orbiting planet (e.g. Queloz et al. 2001), called RV jitter.

★E-mail: elodie.hebrard@irap.omp.eu

The activity level depends on both the mass and the rotation period of the star (Morin et al. 2008b). M dwarfs with rotation periods in the range 15–40 d produce typical activity jitters of 3–20 m s<sup>−1</sup> – enough to drown RV signals from potential exoplanets (e.g. Bonfils et al. 2007; Forveille et al. 2009). To avoid misinterpreting RV data and to improve the detection threshold, it is crucial to accurately characterize the impact of stellar activity on usual proxies such as line bisectors.

As mentioned already, RV jitter results from the presence of inhomogeneities at the surface of the star, carried across the visible disc by rotation and impacting the position and shape of line profiles. By analysing in detail the shape of spectral lines, one can distinguish planetary signals from activity jitters. Existing studies on RV jitters (such as Queloz et al. 2001; Desort et al. 2007; Meunier, Desort & Lagrange 2010; Reiners et al. 2010; Barnes, Jeffers & Jones 2011; Boisse et al. 2011) mainly focus on the impact of cool/dark spots, and of convective blueshifts in Sun-like stars. They show that spots can impact in various ways RVs and line bisectors depending on the characteristics of the spot and the star. In particular, they find that in the case of surface brightness inhomogeneities, there is an anticorrelation between the RV signal and the bisector slope. A chromatic dependence of the RV jitter is also expected, and might help distinguishing RV signatures from planets and from magnetic activity. Finally, for Sun-like stars, the blueshifted contribution of convective upflows associated with granulation dominates the observed RV signal, generating typical jitters of a few m s<sup>−1</sup>.

A recent study focuses on the impact of magnetic fields on RV measurements (Reiners et al. 2013). They conclude that magnetic regions can significantly distort near-IR (nIR) stellar line profiles through Zeeman broadening and therefore affect RV measurements at the ∼1 m s<sup>−1</sup> level in visible domain for magnetic regions with fields of ∼600 G covering ∼3 percent of the visible stellar disc. More exhaustive studies on the RV impact of stellar magnetic fields and their topologies are needed, describing in particular how Zeeman broadening distorts line positions and shapes.

In this paper, we quantify through simulations the impact of dark spots and magnetic regions on spectral lines, for stars of various parameters. In Section 2, we outline the framework of our simulations. In Section 3, we validate our toy model by comparing our results with those of previous published studies. We estimate their effects on the observables commonly used in the analysis of RV data, i.e. RV curves, bisectors shape and their temporal evolution. Then in Section 4, we study more specifically the impact of a magnetic region or dipole on both RVs and line bisectors under the effect of the Zeeman broadening. In Section 5, we conclude our study by summarizing our results and by suggesting new avenues to diagnose the impact, and eventually filter out the effect of magnetic activity on the RV curves of active stars.

## 2 DESCRIPTION OF SIMULATIONS

### 2.1 Star and spectrum modelling

We model the stellar surface by dividing it into a dense grid with a large number of cells (typically 10 000). We compute the synthetic spectral line at a given rotation phase by adding the spectral contribution of all cells, taking into account their locations at the surface of the star and the local characteristics of the atmosphere (brightness, magnetic field, velocity field). This synthetic stellar line is taken as the equivalent of the observed CCF.

To describe the local line profile from each grid cell, we use the Unno–Rachkovski analytical solution of the radiative transfer

**Table 1.** Parameters used in simulations.

Main line modelling parameters	Symbol	Value
Doppler broadening	$\Delta\lambda_D$	1.6 km s <sup>−1</sup>
Damping constant	$a$	0.1
Opacity ratio	$\eta_0$	2.0
Slope of Planck function	$c$	3.0
Linear limb darkening	$\epsilon$	0.6
Landé factor	$g$	1.2
Spot parameters	Symbol	Range
Size	$f_t$	1 per cent
Latitude	$\theta$	0°–90°
Phase	$\phi$	0–1
Relative brightness	$b$	0–1
Magnetic field	$B_{\text{spot}}$ or $B_{\text{dipole}}$	0–2200 G
Magnetic dipole inclination	$\beta$	60°
Star parameters	Symbol	Range
Projected rotation velocity	$v \sin i$	2–14 km s <sup>−1</sup>
Stellar inclination	$i$	0°–90°

equation for polarized light (Unno 1956), assuming a plane-parallel Milne–Eddington atmosphere. In this context, the profile depends on five parameters, the Doppler width  $\Delta\lambda_D$ , the damping constant  $a$ , the ratio of the opacity at line centre to that in continuum  $\eta_0$ , the slope of the Planck function with continuum optical depth  $c$ , the linear limb-darkening coefficient  $\epsilon$  and the line magnetic sensitivity characterized by the Landé factor  $g$  (see the first panel of Table 1). This simple solution is known to provide a good description of line profiles in the presence of magnetic fields and/or dark/cool spots (Skumanich & Lites 1987). The spectral contribution of each cell also depends on the local brightness  $b$  relative to that of the unspotted photosphere (i.e. with  $b = 0.0$  and  $b = 1.0$ , respectively, corresponding to no light emission and to the unspotted photosphere); we simply assume that the continuum linearly scales with  $b$  and that the profile shape remains constant. It depends as well on the local magnetic field vector, distorting the line profile and generating polarization signatures according to the Zeeman effect and following Unno–Rachkovski’s analytical description. This description of the local profile slightly differs from those implemented in previous studies (e.g. Boisse, Bonfils & Santos 2012); however, it has little influence on the impact of dark spots on line profiles, while allowing us to take into account the distorting effects of magnetic fields.

Inhomogeneities (i.e. dark spots and/or magnetic regions) on the stellar surface are assumed to be circular with a relative size  $f_t$ , given by

$$f_t = \frac{1 - \cos(\alpha)}{2}, \quad (1)$$

where  $\alpha$  is the semi-angle under which the spot is seen from the centre of the star.<sup>1</sup> They are characterized (see the second panel of Table 1) by their latitude  $\theta$ , their rotation phase  $\phi$  at which they cross the sub-observer meridian, their relative brightness  $b$  ( $< 1$  for a dark spot), and their magnetic strength and orientation. We also consider the particular case of a pure dipole field (see Section 4.7)

<sup>1</sup> Note that previous papers use other definitions: for example Boisse et al. (2012) or Reiners et al. (2013) use  $f_r$ , the fractional area of the visible hemisphere covered by a spot or a magnetic field, verifying for small values of  $\alpha$ :  $f_r = 2f_t$ .



**Table 2.** Notations used.

RV curve	$V_r$
RV curve semi-amplitude	$K$
Average velocity of the top part of the bisector	$V_t$
Average velocity of the bottom part of the bisector	$V_b$
Velocity span curve ( $V_t - V_b$ )	$V_s$
Velocity span curve semi-amplitude	$J$

defined by its polar field strength  $B_{\text{dipole}}$  and its tilt with respect to the rotation axis  $\beta$ .

To derive the synthetic spectral line from the whole star at each rotation phase, we simply sum up the spectral contributions of all cells, taking into account the inclination angle of the star to the line of sight  $i$  and the line-of-sight projected equatorial rotation velocity  $v \sin i$  (see the third panel of Table 1). We finally normalize the resulting synthetic spectral profile to a unit continuum. For a non-rotating star, this synthetic profile has a full width at half-maximum (FWHM) of  $5.6 \text{ km s}^{-1}$  for an instrumental spectral resolving power of 75 000 [similar to that of the SOPHIE velocimeter on the 1.9 m telescope of Observatoire de Haute-Provence, of the ESPaDOnS spectropolarimeter on the 3.6 m Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) and of SPIRou, the next-generation nIR spectropolarimeter/high-precision velocimeter for CFHT].

## 2.2 RV and bisectors computations

RVs are computed by fitting a Gaussian to the synthetic profiles generated with our toy model, the Gaussian centroid giving the RV estimate  $V_r$ . To derive the bisector, we first interpolate the synthetic profile using a cubic spline interpolation; we then compute the set of mid-points of horizontal line segments extending across the profile (Gray 1982). To assess the line shape evolution, we calculate the velocity span (as introduced, e.g. by Gray 1982; Queloz et al. 2001)  $V_s$ , given by  $V_t - V_b$ , where  $V_t$  and  $V_b$  are, respectively, the average velocity at the top and bottom part of the bisector.<sup>2</sup>

The semi-amplitudes of the variations of  $V_r$  and  $V_s$  with rotation phases are denoted as  $K$  and  $J$ , respectively.

All the notations used afterwards are summarized in Table 2.

## 3 EFFECT OF DARK SPOTS

Like in previous RV studies (Desort et al. 2007; Reiners et al. 2010; Boisse et al. 2012), we start by simulating the impact of dark spots on line profiles to validate our toy model. In this aim, we consider a star with a single dark spot, compute  $V_r$ ,  $V_s$ ,  $V_b$  and  $V_t$  (see Table 2) at 100 evenly spread phases across the rotation cycle, and look for their temporal variations, for different spot and star parameters.

### 3.1 Impact of an equatorial spot

We first consider an equatorial spot, having  $b = 0.0$  (i.e. emitting no light) with a relative area of  $f_t = 1$  percent, on a star with  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ , and viewed equator-on (i.e.  $i = 90^\circ$ ), as shown in Fig. 1 (top panel).

The spot induces a distortion in the line profile, and thus a corresponding RV shift and bisector tilt. As the star rotates and the spot is carried across the visible disc (see e.g. the five selected phases,

labelled A–E, highlighted in the top panel of Fig. 1), this distortion travels through the line profile. The resulting  $V_r$  and  $V_s$  curves are shown in Fig. 1 (bottom panel, left and right curves, respectively); their semi-amplitudes (denoted as  $K$  and  $J$ ) are, respectively, equal to 130 and  $110 \text{ m s}^{-1}$ , in good agreement with previous results (e.g. Boisse et al. 2012). The shape of the bisector at phases A–E is depicted in Fig. 2 (left-hand panel). As expected, we observe that the line distortion induced by the spot is mostly local, i.e. is mainly affecting the line wings when the spot is on the stellar limb (phases A and E), and the line core when the spot is close to the centre of the visible stellar disc (phases B and D).

Plotting  $V_s$  as a function of  $V_r$  produces a dual-loop diagram (see the middle panel in Fig. 2), similar to those of Desort et al. (2007). We note that this diagram is different from what we expect for a planet (for which  $V_s = 0$  for all values of  $V_r$ ); more specifically, we observe that  $V_r$  and  $V_s$  are anticorrelated. This well-known result is commonly used to diagnose activity jitter (e.g. Queloz et al. 2001).

Looking at how  $V_b$  varies with  $V_t$ , we obtain a similar dual-loop diagram (see the right-hand panel of Fig. 2) with both quantities being now correlated rather than anticorrelated. The reason behind this is easy to understand; wherever the dark spot is located on the visible stellar disc, both bottom and top parts of the bisector are shifted in the same direction (though by different amounts), so that  $V_b$  and  $V_t$  always have the same sign. Once again, we can check that this behaviour is different from what we expect in the case of a planet (i.e.  $V_b = V_t$ ).

### 3.2 Impact of $v \sin i$

We now consider a set of models with  $v \sin i$  ranging from 2 to  $14 \text{ km s}^{-1}$  (all other parameters remaining constant). We find that  $V_r$  and  $V_s$  increase with  $v \sin i$ . More specifically, in the investigated range of  $v \sin i$ ,  $K$  is found to be almost linear with  $v \sin i$  and  $f_t$ , whereas  $J$  varies linearly with  $f_t$  and quadratically with  $v \sin i$ , consistent with Desort et al. (2007) or Boisse et al. (2012) despite the slight difference in modelling the intrinsic profile.

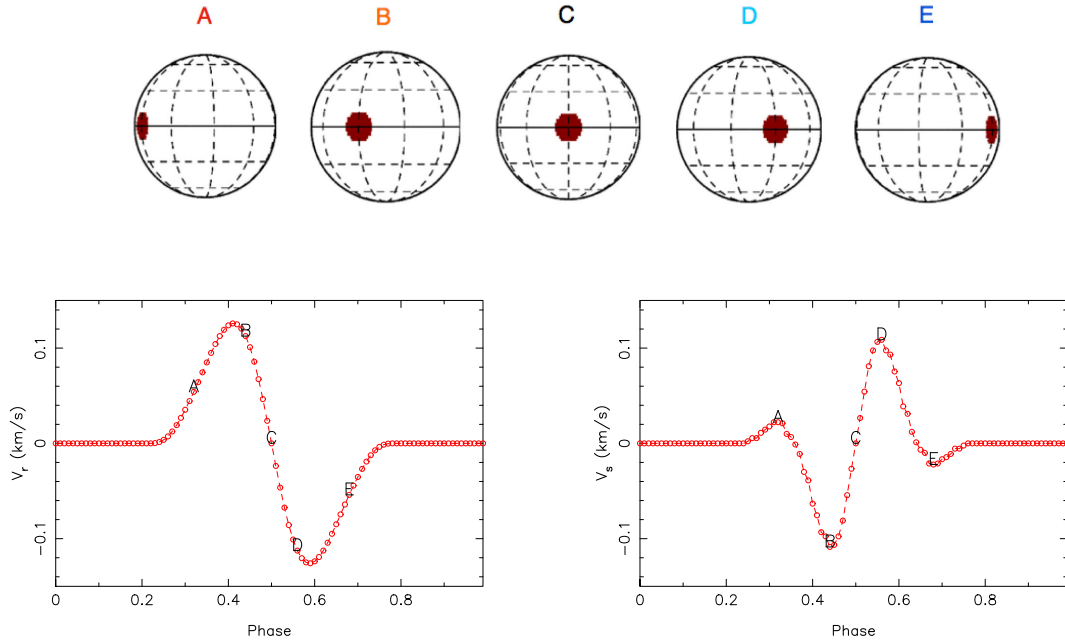
Looking at how  $V_s$  varies with  $V_r$  (see the left-hand panel of Fig. 3), we note that similar diagrams are obtained for all values of  $v \sin i$ , with  $V_s$  being largely anticorrelated with  $V_r$ . The main changes in these plots concern the average slope of the correlation as well as the amplitude of the loop, both with increasing  $v \sin i$ . As expected, when  $v \sin i$  is smaller than the intrinsic spectral line width, we observe that  $V_s$  remains small for all values of  $V_r$ ; in this case, there is little to no difference between spectral distortions induced by a spot and those due to a planet. The bisector is thus no longer a relevant proxy of stellar activity at low  $v \sin i$ , in agreement with previously published studies (e.g. Desort et al. 2007; Boisse et al. 2012).

We also observe that  $V_b$  and  $V_t$  are always correlated (see the right-hand panel in Fig. 3). As in the previous case, the average correlation slope and the loop amplitude of the plots both decrease with decreasing  $v \sin i$ , until the whole diagram merges on to the first diagonal (for  $v \sin i < 5 \text{ km s}^{-1}$ ), making it impossible to distinguish planetary signals from RV jitters.

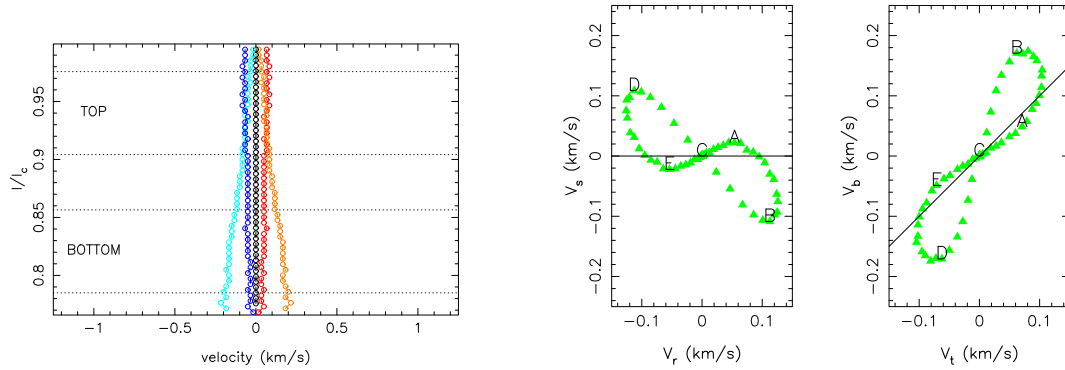
The larger the  $v \sin i$ , the stronger the correlation induced by the Doppler effect between the location of the spot at the stellar surface and the velocity of the corresponding distortion in the line profile. As a result, for  $v \sin i$  higher than  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ , variations of  $V_b$  with respect to  $V_t$  exhibit two increasingly distinct successive stages:

- (i) one with  $V_b$  varying while  $V_t$  remains almost constant and much smaller than  $V_b$ , i.e. when the spot is close to the centre of the

<sup>2</sup> The top and bottom parts include all points within 10–40 and 60–90 per cent of the full line depth, respectively.



**Figure 1.** Impact of a dark spot on  $V_r$  and  $V_s$ , for a star with  $i = 90^\circ$  and  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ , and for a dark spot with  $b = 0$  covering 1 per cent of the stellar surface. The top panel represents the spot location with respect to the line of sight at five rotation phases labelled A–E and corresponding to phases 0.32, 0.44, 0.50, 0.56 and 0.68. The bottom panel shows the temporal variations of  $V_r$  (bottom left) and  $V_s$  (bottom right).



**Figure 2.** Left-hand panel: lines bisector in the case of a star with a dark spot and for phases A–E (same star/spot and colour code as in Fig. 1, top panel). The dashed lines represent the boundaries for the computation of  $V_b$  and  $V_t$ . Middle and right-hand panels: variations of  $V_s$  as a function of  $V_r$ , and  $V_b$  as a function of  $V_t$ , respectively, for the same star and spot as described previously in Fig. 1. Phases A–E refer to those highlighted in Fig. 1. The straight lines depict the variations of  $V_s$  as a function of  $V_r$  and  $V_b$  as a function of  $V_t$  expected in the case of RV changes induced by planets (rather than by dark spots).

visible stellar disc; this corresponds to rotational phases B–D, i.e. when the bottom part of the bisector is most affected (see Fig. 4);

(ii) another one during which the opposite behaviour is observed, with  $V_t$  varying while  $V_b$  remains almost constant and much smaller than  $V_t$ , i.e. when the spot is close to the stellar limb; this corresponds to rotational phases A and E, i.e. when the top part of the bisector is most affected (see Fig. 4).

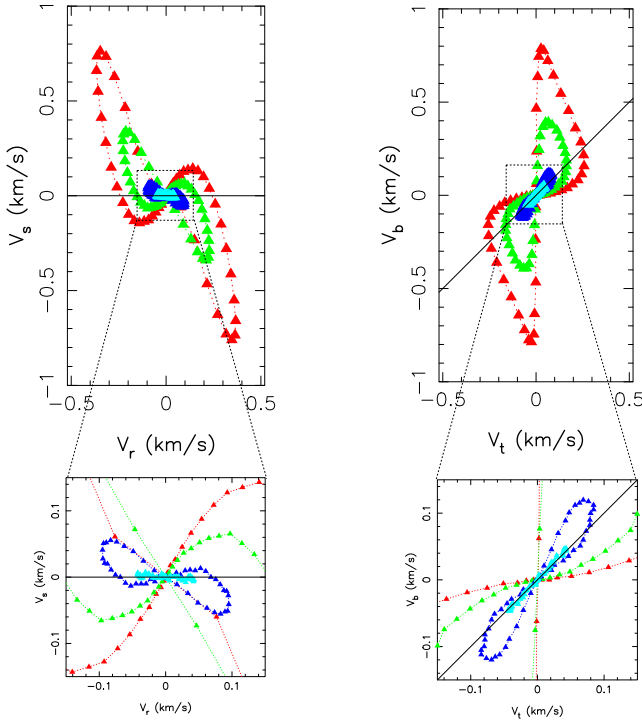
On the dual-loop diagram of Fig. 3 (right-hand panel), these two successive stages graphically correspond to a vertical, and then to a horizontal migration of the point that depicts the line profile variations as the star rotates. We also observe that the amplitude of  $V_b$  variations largely exceeds that of  $V_t$  variations, directly reflecting the fact that the spot is best visible to the observer when crossing the stellar disc.

### 3.3 Impact of $i$ and $\theta$

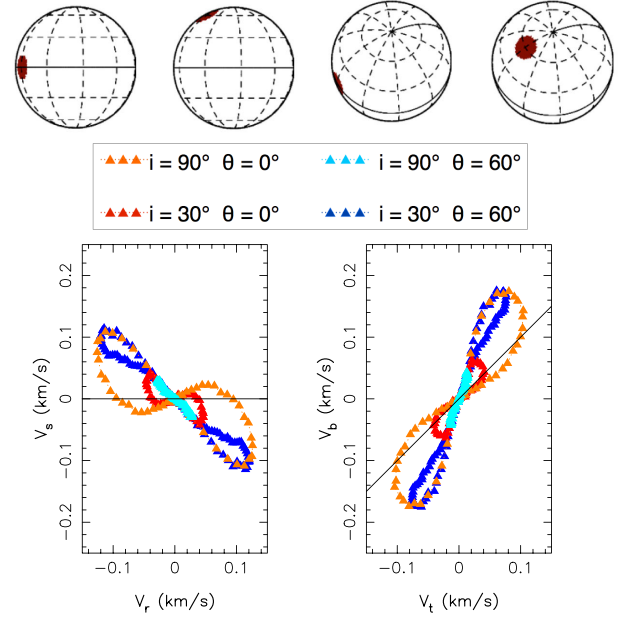
We now study the impact of  $\theta$  and  $i$  on the line profile variations, considering a spot with  $\theta = 0^\circ$  or  $\theta = 60^\circ$ , and a star with  $i = 90^\circ$  or with  $i = 30^\circ$ ; we also assume  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ ,  $b = 0$  and  $f_t = 1$  per cent (see Fig. 5, top panel).

Looking at how  $V_s$  varies with  $V_r$ , and  $V_b$  with  $V_t$  (see Fig. 5, bottom-left and bottom-right panels, respectively), we note that  $\theta$  mostly impacts the loop width of the dual-loop diagrams, with flatter loops observed at higher latitudes. For example if  $\theta = 60^\circ$ , the loop is flattest, i.e.  $V_s$  and  $V_r$  (respectively,  $V_b$  and  $V_t$ ) vary almost in phase, because the line profile distortion remains in the line core.

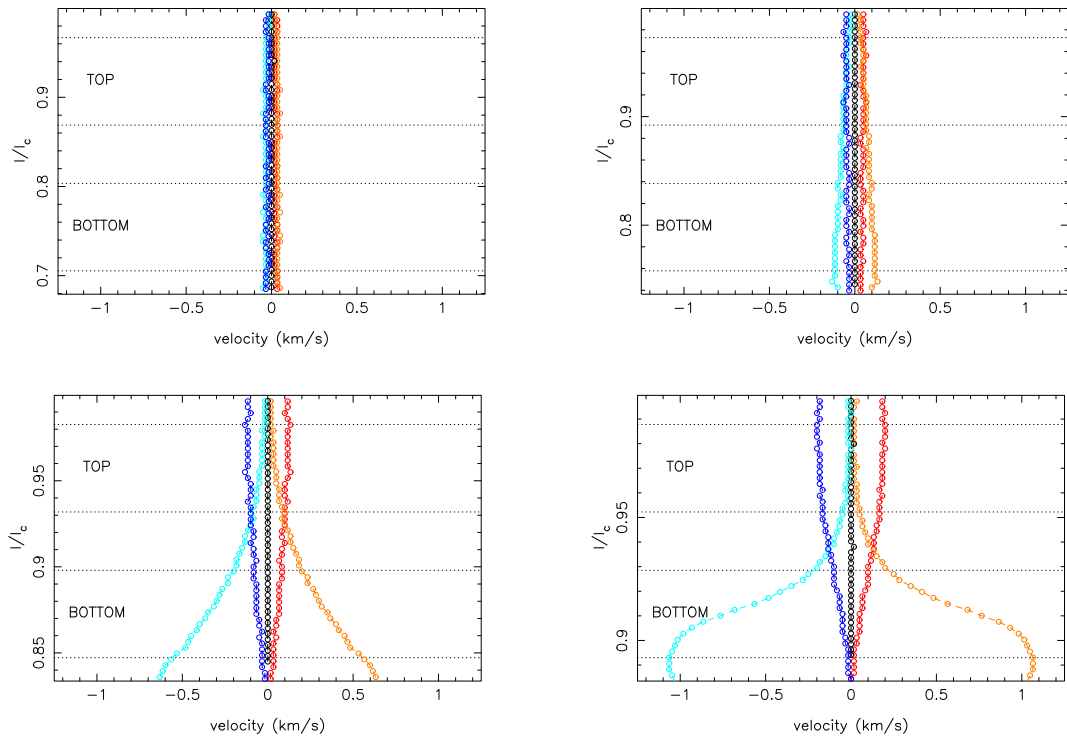
Similarly, we observe that  $i$  affects the amplitude of the loops. If the spot stays close to the stellar limb whenever visible (Fig. 5, second and third figures of the top panel), the amplitude of the loop is small; on the opposite, if the spot comes close to the visible



**Figure 3.**  $V_s$  as a function of  $V_r$  and  $V_b$  as a function of  $V_t$  for four different  $v \sin i$ :  $2 \text{ km s}^{-1}$  (turquoise),  $4 \text{ km s}^{-1}$  (blue),  $8 \text{ km s}^{-1}$  (green) and  $12 \text{ km s}^{-1}$  (red). The star is viewed equator-on with an equatorial spot covering 1 per cent of the stellar surface with  $b = 0$ . The straight lines represent the variations of  $V_s$  as a function of  $V_r$  and  $V_b$  as a function of  $V_t$  for RV changes induced by a planetary companion (rather than by a dark spot). The bottom part represents a zoom of diagrams around  $\pm 0.15 \text{ km s}^{-1}$ .



**Figure 5.** Top panel: different star/spot configurations considered in Section 3.3, assuming a star with  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$  and a spot with  $f_t = 1$  per cent. From left to right:  $i = 90^\circ$  and  $\theta = 0^\circ$ ,  $i = 90^\circ$  and  $\theta = 60^\circ$ ,  $i = 30^\circ$  and  $\theta = 0^\circ$  and  $i = 30^\circ$  and  $\theta = 60^\circ$ . Bottom panel: evolution of  $V_s$  as a function of  $V_r$  (left) and  $V_b$  as a function of  $V_t$  (right) for each of the four cases shown in the top panel. The straight lines are as defined in Fig. 2.



**Figure 4.** Impact of  $v \sin i$  on the bisector shape. The star/spot parameters are as defined in Fig. 1, except for  $v \sin i$ , now set to 2, 4, 8 and  $12 \text{ km s}^{-1}$  for the top-left, top-right, bottom-left and bottom-right panels. The colour code is the same as defined in Fig. 1 (i.e. red for phase A, orange for phase B, dark for phase C, turquoise for phase D and blue for phase E). The dashed lines point out the boundaries for the computation of  $V_b$  and  $V_t$ .

stellar disc throughout its transit, the loop amplitude is large. Finally, contrary to  $v \sin i$ ,  $i$  and  $\theta$  do not impact the average slope of the correlation between  $V_s$  and  $V_r$  or  $V_b$  and  $V_t$ .

### 3.4 Impact of the contrast and the wavelength

In the previous sections, we assumed a spot with  $b = 0$ . If we now consider a spot with  $b > 0$ , as is the case of real spots on real stars,  $b$  would then vary with wavelength, depending on the temperatures of the spots and of the photosphere. According to our current knowledge, spots of cool stars are known to exhibit a temperature contrast with respect to the surrounding quiet photosphere ranging from  $\sim 2000$  K in G stars to  $\sim 200$  K in M dwarfs (Berdyugina 2005).

As a result of the temperature dependence of the local profile continuum and shape, profile distortions induced by cool spots are in most cases shallower in the infrared than those in the visible, reflecting the smaller spot-to-photosphere brightness contrast. According to observations, the RV jitter can be up to approximately four times smaller in the nIR than in the visible (e.g. Martín et al. 2006; Huélamo et al. 2008; Prato et al. 2008; Mahmud et al. 2011). This chromatic dependence of  $K$  and  $J$  may be used as an additional proxy to distinguish RV jitter induced by cool spot from planetary signals; this effect is larger for M dwarfs than for G stars as a result of the lower photospheric temperature and spot-to-photosphere temperature contrast.

## 4 EFFECT OF MAGNETIC FIELDS

Stellar activity phenomena in low-mass stars are mostly powered by magnetic fields. These fields can be detected through their impact on stellar spectra, and more specifically through the broadening and polarization they generate within line profiles via the Zeeman effect. A recent paper used simulations to study, for the first time, RV signatures caused by magnetic regions on stellar surfaces (Reiners et al. 2013). In the present study, we expand these initial tests using our toy model, and further consider the impact of surface magnetic features on line bisectors and on their temporal evolution. Since magnetic fields do not only concentrate within dark spots but can also be found in regions at photospheric temperature (both in stars, see e.g. Donati et al. 1999; Morin et al. 2008a, and in the Sun, see e.g. Buehler, Lagg & Solanki 2013), we start by considering a single magnetic region. We then compute  $V_r$ ,  $V_s$ ,  $V_t$  and  $V_b$  as described in Section 2.2. We also compare our results with those of Reiners et al. (2013) whenever relevant. Then we consider in a second step the two additional cases of a cool magnetic spot (Section 4.6) and of a large-scale magnetic dipole (Section 4.7).

### 4.1 The Zeeman effect

In the presence of a magnetic field, spectral lines split into several sub-components gathering in three main groups, called the  $\sigma_b$ ,  $\pi$  and  $\sigma_r$  components. Each group is characterized by a specific polarization, left-handed/right-handed circular polarization for  $\sigma_b/\sigma_r$  components (in the specific case of absorption lines) and linear polarization for  $\pi$  components.

Hereafter we assume the simple case of a normal Zeeman triplet, in which only three sub-components show up, one blueshifted  $\sigma_b$  component at wavelength  $\lambda_0 - \Delta\lambda_B$ , one central  $\pi$  component at wavelength  $\lambda_0$  and one redshifted  $\sigma_r$  component at wavelength  $\lambda_0 +$

$\Delta\lambda_B$ , where  $\lambda_0$  is the central rest wavelength of the unperturbed line, and  $\Delta\lambda_B$  is given by

$$\Delta\lambda_B = 4.67 \times 10^{-12} \lambda_0^2 g B, \quad (2)$$

with  $\lambda_0$  in nm and  $B$  in Gauss. The parameter  $g$ , called Landé factor, describes the sensitivity of the line to magnetic fields. In terms of velocity, this shift corresponds to

$$\Delta v_B = 1.40 \times 10^{-3} \lambda_0 g B, \quad (3)$$

with  $v$  in  $\text{m s}^{-1}$ . For example, the Zeeman splitting for  $B = 1$  kG and  $g = 1.2$  at  $0.5 \mu\text{m}$  is  $\Delta\lambda_B = 1.4 \times 10^{-3}$  nm or  $\Delta v_B = 0.84 \text{ km s}^{-1}$  while we have at  $2.2 \mu\text{m}$   $\Delta\lambda_B = 27 \times 10^{-3}$  nm or  $\Delta v_B = 3.7 \text{ km s}^{-1}$ . Equation (3) shows that the Zeeman splitting and thus the broadening of spectral lines that results increases when the magnetic field intensity  $B$  and the rest wavelength  $\lambda_0$  increase.<sup>3</sup>

The relative intensity of the three sub-components of the normal Zeeman triplet, as well as their apparent polarization states, depends on the magnetic field orientation with respect to the line of sight.

### 4.2 Impact of an equatorial magnetic region

We first consider a circular magnetic region with a radial magnetic field of 1.8 kG, a relative area of  $f_t = 1$  per cent, on a star viewed equator-on with  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$  as shown in the top panel of Fig. 6. We carry out the study at  $2.2 \mu\text{m}$ , where the Zeeman splitting is larger than that in the visible domain ( $\Delta v_B = 6.6 \text{ km s}^{-1}$  for  $B = 1.8$  kG and  $g = 1.2$ ).

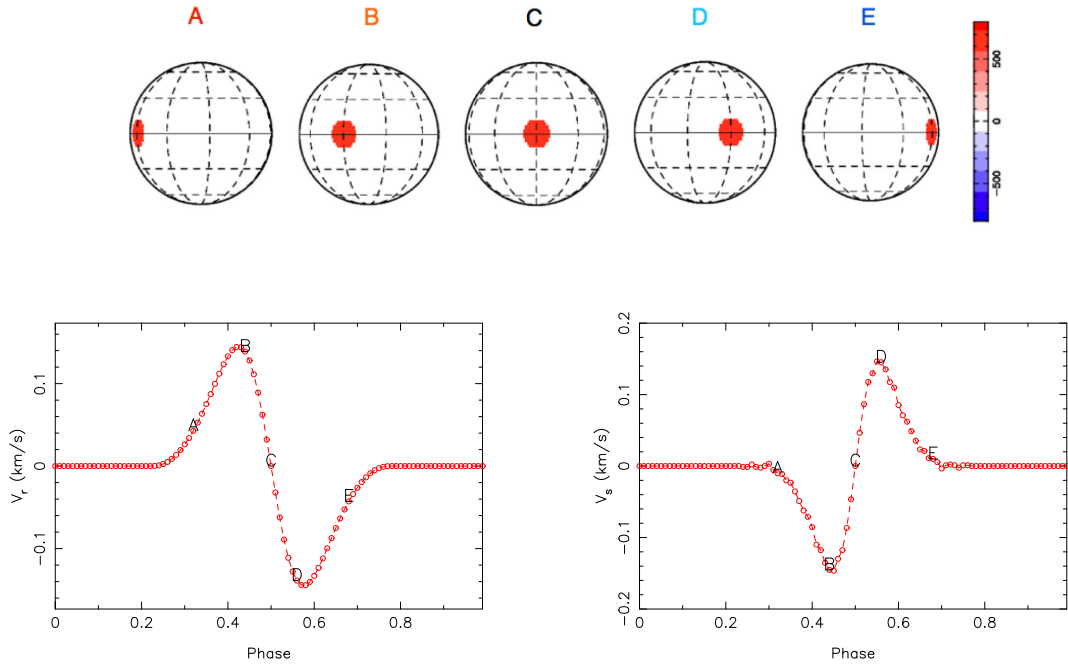
The local line profile from the cells affected by the magnetic field is broadened by the Zeeman effect, getting deeper in the wings and shallower in the core. This broadening induces a global distortion of the synthetic line profile integrated over the whole visible stellar hemisphere; more specifically, this profile distortion can extend on a much wider wavelength interval (depending on the magnetic strength) than in the case of a dark spot.

As the star rotates, the magnetic region is carried across the visible disc (see Fig. 6, top panel), and the induced distortion travels through the line profile, affecting most of the time both wings and core. This crossing induces a corresponding RV shift as well as a distortion of the bisector. The resulting  $V_r$  and  $V_s$  curves are shown in the lower panel of Fig. 6 (left and right curves respectively), with semi-amplitudes of  $\sim 140 \text{ m s}^{-1}$ .

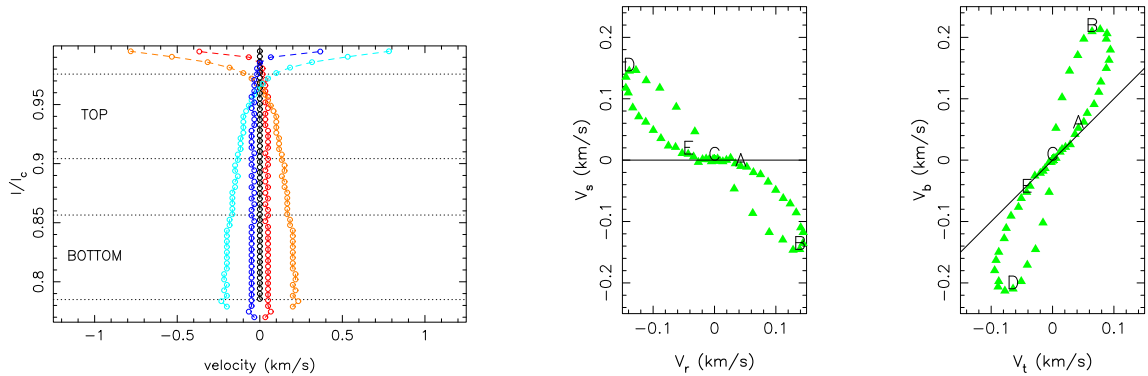
The shape of the bisector and its temporal evolution are shown in Fig. 7 (left-hand panel). As expected, we observe that the distortion induced by the magnetic region is different from that caused by a dark spot; more specifically, we observe that the highest section of the bisector (corresponding to 0–10 per cent of the full line depth) is much more affected most of the time, reflecting that the profile is now also impacted in the far wings. Moreover, we note that this highest section is shifted in a direction opposite to the bottom part. Besides, we also observe that, when the bottom part of the bisector is affected, the top part is impacted too, much more than in the case of a distortion due to a cool spot.

Despite these differences, the variations of  $V_s$  as a function of  $V_r$ , as well as those of  $V_b$  as a function of  $V_t$  (see Fig. 7, middle and right-hand panel, respectively), remain similar, showing again

<sup>3</sup> This example mostly refers to atomic lines; for molecular lines, abundant in the spectrum of M dwarfs, results may differ depending on their Zeeman sensitivity (possibly lower than that of atomic lines in average; e.g. Reiners et al. 2013). Landé factors of molecular lines are however poorly known at the moment, with few laboratory measurements yet available in particular.



**Figure 6.** Same as Fig. 1 except for the spot, now being a magnetic region with a radial field of 1.8 kG. The line central wavelength is set to  $\lambda_0 = 2.2 \mu\text{m}$ .



**Figure 7.** Same as Fig. 2 but now for the synthetic star and magnetic topology shown in Fig. 6.

a dual-loop diagram.  $V_s$  versus  $V_r$  (respectively  $V_b$  versus  $V_l$ ) are again largely anticorrelated (respectively correlated) – the largest difference occurring near phases A and E, i.e. when the magnetic region is at the far limb. Both diagrams are still different from what we expect for a planetary companion.

To better emphasize the differences between line profile distortions caused by a magnetic region and a cool spot, respectively, we show dynamic spectra of profile residuals for both cases (see Fig. 8) – residuals being computed as the difference between the distorted line profiles and the undistorted ones (corresponding to a quiet photosphere). We clearly observe that the profile wings and far wings (as far as  $\pm 12 \text{ km s}^{-1}$ ) are much more affected in the case of a magnetic region than in the case of a cool spot, for which the profile distortions mostly concentrate within  $\pm v \sin i$  (i.e.  $\pm 5 \text{ km s}^{-1}$ ). This suggests that dynamic spectra contain more information about profile distortions than line bisectors, even at low  $v \sin i$ , and could be used as a complementary tool to diagnose the effect to a magnetic region on RV curves.

#### 4.3 Impact of $v \sin i$

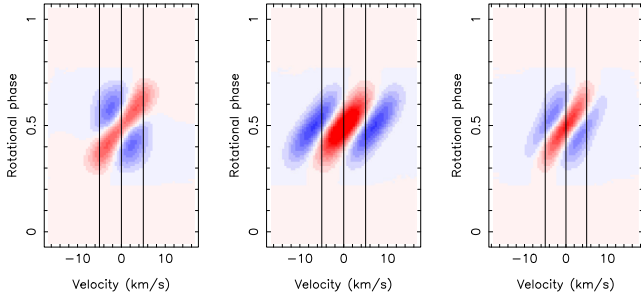
We now consider a star with  $v \sin i$  ranging from 2 to  $14 \text{ km s}^{-1}$ , all other parameters remaining constant. This amounts to varying the ratio of the  $v \sin i$  to the Zeeman splitting from 0.3 to 1.8.

We find that, in the investigated range of  $v \sin i$ ,  $K$  no longer varies linearly, as it used to be in the case of a dark spot; more specifically, we observe that  $K$  reaches a maximum at about  $8 \text{ km s}^{-1}$  before slowly decreasing for higher rotation rates (see Fig. 9).

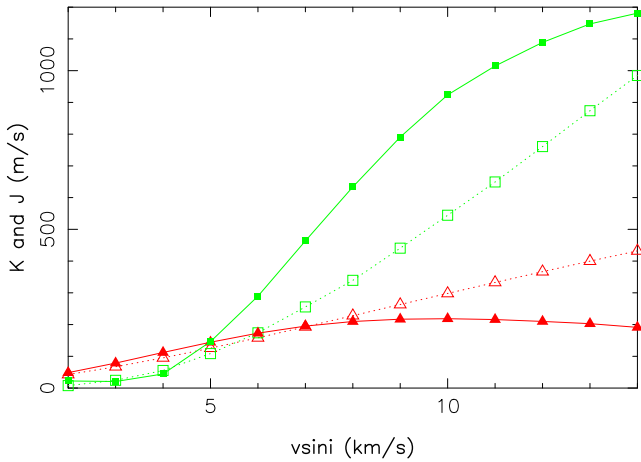
Similarly,  $J$  shows an inflection point at about the same value of  $v \sin i$ ; at lower values of  $v \sin i$ ,  $J$  varies almost quadratically with  $v \sin i$  as was the case for cool spots. To better understand the variations of  $K$  and  $J$  with  $v \sin i$ , we outline below the bisector evolution for four different values of  $v \sin i$  ranging from 2 to  $12 \text{ km s}^{-1}$  (see also Fig. 11).

(i) For  $v \sin i = 2 \text{ km s}^{-1}$ , we observe that, whatever the rotation phase, the bisector is almost constant and remains vertical (centred on zero), except in the far wings, i.e. in regions not contributing to





**Figure 8.** Dynamic spectra of the line profile residual in the case of a cool spot ( $b = 0$  and  $B = 0$  kG, left-hand panel), of a magnetic region at photospheric temperature ( $b = 1$  and  $B = 1.8$  kG, middle panel), and of a cool magnetic spot ( $b = 0.6$  and  $B = 1$  kG, right-hand panel). From left to right, the vertical lines correspond to velocity of  $-v \sin i$ ,  $0$  and  $+v \sin i$ . Each horizontal strip of this image corresponds to a colour-coded difference spectrum at a given rotation phase, with blue and red respectively standing for differences of  $-10$  and  $+10$  per cent. The characteristics of the star and of cool/magnetic spot are as mentioned in Figs 1 and 6.

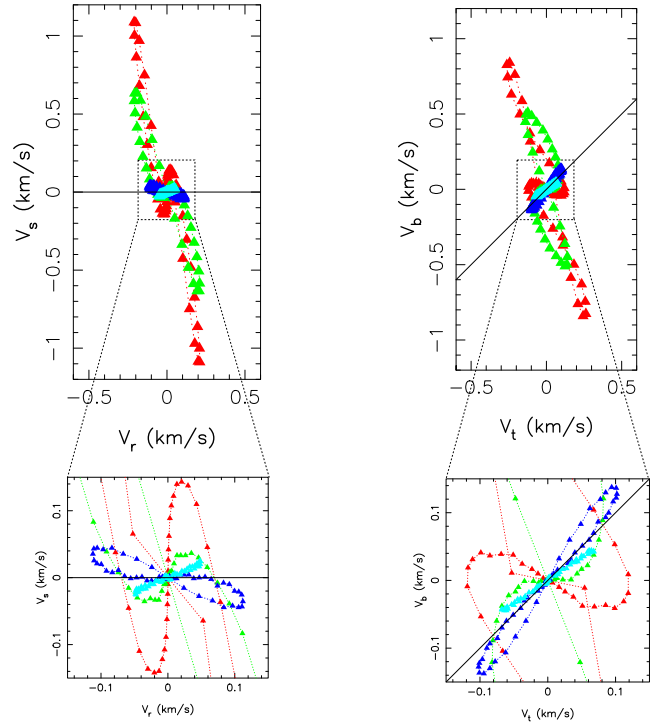


**Figure 9.** Variation of  $K$  (red triangles) and  $J$  (green squares) with  $v \sin i$  for the same star/magnetic area parameters as defined in Fig. 6 (filled symbols and solid line) and for the same star/spot parameters as defined in Fig. 1 (open symbols and dotted line).

$V_b$  and  $V_t$ . Most of the information about the magnetic region is lost and both  $K$  and  $J$  remain close to zero. As a result, variations of  $V_r$ ,  $V_s$ ,  $V_b$  and  $V_t$  closely mimic those expected in the case of a planet (see Fig. 10, left- and right-hand panels).

(ii) For  $v \sin i = 4 \text{ km s}^{-1}$ , the bisector is still mostly vertical, except again in the upper section, but globally shifted by up to  $\pm 100 \text{ m s}^{-1}$  when the magnetic region is close to the centre of the visible stellar disc (phases B and D). We also note that  $V_b$  has the same sign as  $V_t$  at all times, with  $V_b$  slightly larger than  $V_t$ . In this case,  $V_b$  remains correlated with  $V_t$  (respectively  $V_s$  anticorrelated  $V_r$ ), but both are still very close to the variations expected in the case of a planet (Fig. 10).

(iii) For  $v \sin i = 8 \text{ km s}^{-1}$ , the slope of the bisector gets much higher at phases B and D. In particular, the crossing point of bisectors at phases B and D is now located in the top section of the bisector, so that  $V_t$  and  $V_b$  have opposite signs. The distortion affects more or less equally both the top and bottom parts of the bisectors. The dual-loop diagrams are significantly impacted, and no more compatible with what we expect for a planet. The slope of  $V_s$  versus  $V_r$  (see Fig. 10, left-hand panel) is much larger than in the case of a dark spot (see Fig. 3, left-hand panel), whereas  $V_b$  is now even anti-



**Figure 10.** Same as in Fig. 3, but for the star and magnetic region shown in Fig. 6.

correlated with  $V_t$  (see Fig. 10, right-hand panel) and not correlated as in the case of dark spots (see Fig. 3, right-hand panel).

(iv) For  $v \sin i = 12 \text{ km s}^{-1}$ , the bisector is strongly affected at most rotation phases when the magnetic region is visible, with a bottom part much more impacted ( $V_b$  reaching almost  $\pm 900 \text{ m s}^{-1}$ ) than the top part ( $\pm 250 \text{ m s}^{-1}$ ). The crossing point between bisectors at phases B and D now reaches the lower section of the bisector, while the top part is more or less vertical. Both dual-loop diagrams have a larger amplitude than, but otherwise similar shape to, the case with  $v \sin i = 8 \text{ km s}^{-1}$ , with  $V_b$  again strongly anticorrelated with  $V_t$  (see Fig. 10).

This demonstrates that both the bisector shape evolution and the correlation between  $V_b$  and  $V_t$  strongly depend on the ratio between the  $v \sin i$  and the Zeeman splitting. When  $v \sin i$  is similar to or larger than the Zeeman splitting (equal to  $\sim 6.6 \text{ km s}^{-1}$  in our example, see Section 4.2),  $V_b$  is anticorrelated with  $V_t$  and the evolution of  $V_r$ ,  $V_s$ ,  $V_b$  and  $V_t$  with  $v \sin i$  is different from that found for dark spots.

#### 4.4 Impact of magnetic field strength and wavelength

To further assess the impact of the Zeeman broadening on the line profile, we now examine how the profile variations react to changing the field strength of the magnetic region shown in Fig. 6.

At  $1.8 \text{ kG}$  (Fig. 7), although the  $\pi$  component affects the profile core, the  $\sigma$  components only impact the far wings due to the much larger  $\Delta v_B$  with respect to  $v \sin i$ . As a result, both bottom and top parts of the bisector are shifted in the same direction, making  $V_b$  and  $V_t$  correlated. This is why the effect of the magnetic region on the line profile is comparable to the impact of a dark spot. However, if the magnetic field strength decreases,  $\Delta v_B$  decreases too while the FWHM of the rotationally broadened line remains constant ( $\sim 8.5 \text{ km s}^{-1}$  at  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ ). The full magnetic

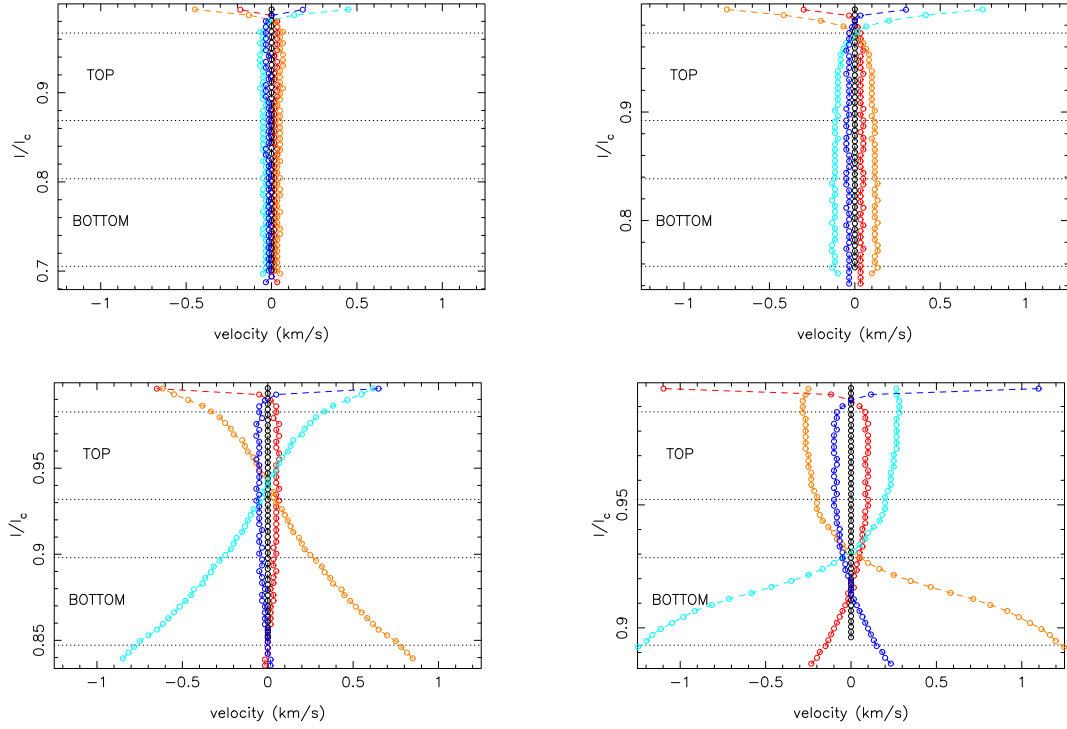


Figure 11. Same as Fig. 4 but for the star and magnetic region shown in Fig. 6.

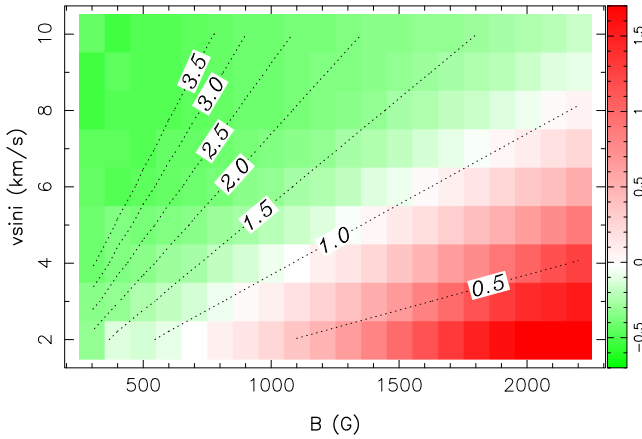


Figure 12. Effect of  $v \sin i$  and  $B$  on the average slope of  $V_t$  as a function of  $V_b$ . Red corresponds to a correlation, whereas green corresponds to an anticorrelation. The other characteristics of the star and the magnetic region are as given in the caption of Fig. 6. Dotted lines trace contours of constant  $\frac{v \sin i}{\Delta v_B}$ .

distortion (i.e. both  $\pi$  and  $\sigma$  components) can affect the whole profile (10–90 percent of the full line depth), so that  $V_b$  and  $V_t$  are affected simultaneously with opposite signs (anticorrelation). One can observe a similar anticorrelation at 1.8 kG when increasing  $v \sin i$  to, e.g.  $8 \text{ km s}^{-1}$  (see Fig. 10, right-hand panel), with the top and bottom parts of the bisectors shifted most of the time in opposite directions (see Fig. 11, bottom-left panel).

To further investigate the impact of  $v \sin i$  and  $B$  on the correlation of  $V_b$  versus  $V_t$ , we compute the average correlation slope between these two parameters, with  $v \sin i$  and  $B$  in the range  $2\text{--}10 \text{ km s}^{-1}$  and  $0.3\text{--}2.2 \text{ kG}$ , respectively (see Fig. 12).

We observe that  $V_b$  is anticorrelated with  $V_t$ , when  $v \sin i$  is similar to or larger than  $\Delta v_B$  ( $\frac{v \sin i}{\Delta v_B} \geq 1.0$ ). We note that this change in the

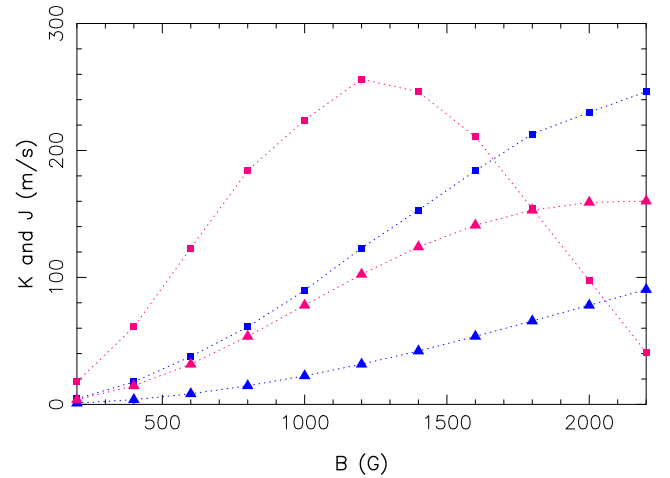
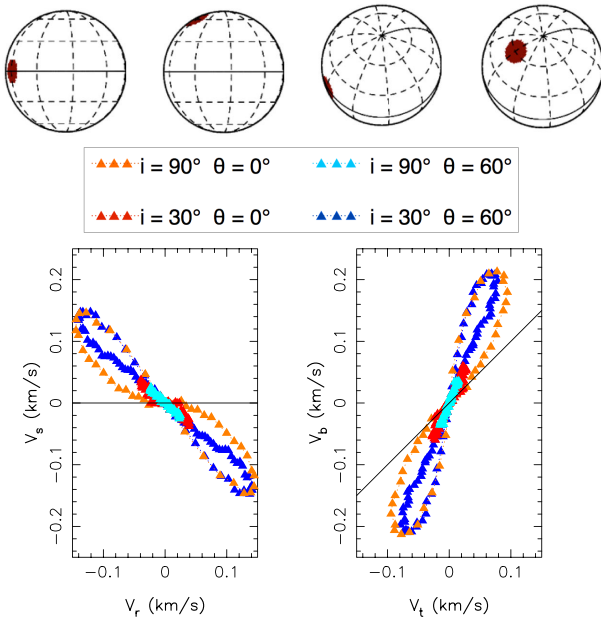


Figure 13. Evolution of  $K$  (triangle) and  $J$  (square) with the magnetic field intensity varying from 200 G to 2.2 kG. Blue curves (respectively pink curves) are for a wavelength of  $1.1 \mu\text{m}$  (respectively  $2.2 \mu\text{m}$ ). The star and the magnetic region are as described in the caption of Fig. 6.

correlation between  $V_b$  and  $V_t$  also corresponds to an evolution of how  $J$  varies with  $B$  and  $v \sin i$ . For example, at  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$  and  $\lambda_0 = 2.2 \mu\text{m}$ , we find that  $J$  reaches a maximum at 1.3 kG (Fig. 13), i.e. the value of  $B$  at which the correlation switches sign (Fig. 12).

Furthermore,  $B$  and  $\lambda_0$  have a similar impact on the line profile, as expected from equation (3). For instance, at  $1.1 \mu\text{m}$ ,  $J$  reaches its maximum at 2.6 kG. A multiwavelength analysis thus has the potential to help us discriminate the physical origin of the line profile variations, and more specifically whether they are caused by a planet, a dark spot and/or a magnetic region.



**Figure 14.** Same as Fig. 5, but on a star with  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$  and magnetic region of  $f_t = 1$  per cent with  $B = 1.8 \text{ kG}$ .

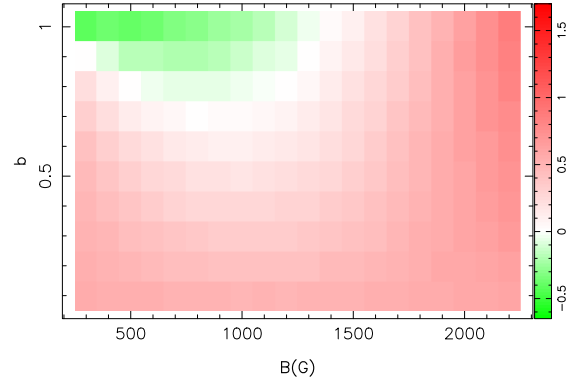
In addition, we find that  $K$  no longer grows when  $\Delta v_B$  gets comparable to the FWHM of the rotationally broadened line, as found in Reiners et al. (2013). Assuming an equatorial magnetic region with a radial field of  $1 \text{ kG}$  and covering  $f_t = 2.5$  percent on a star viewed equator-on with a  $v \sin i$  of  $2 \text{ km s}^{-1}$ , we find that  $K \sim 24 \text{ m s}^{-1}$  at  $1.2 \mu\text{m}$ , fully compatible with the value of  $25 \text{ m s}^{-1}$  reported in Reiners et al. (2013). We also confirm that  $K$  grows linearly with  $f_t$ , and quadratically with  $\lambda_0$  and  $B$  (Reiners et al. 2013): whereas for an equatorial magnetic zone of  $f_t = 1.5$  percent and  $B = 500 \text{ G}$ , at  $2.2 \mu\text{m}$ ,  $K = 17.1 \text{ m s}^{-1}$ , at  $1.1 \mu\text{m}$ ,  $K = 4.5 \text{ m s}^{-1}$ .

#### 4.5 Impact of $i$ and $\theta$

As in Section 3.3, we briefly examine the impact of  $i$  and  $\theta$  on the line profile, distinguishing again the same four cases (see Fig. 14, top panel). Looking at how  $V_s$  varies with  $V_r$ , and  $V_b$  with  $V_t$  (see Fig. 14, bottom-left and bottom-right panels, respectively), we note very similar behaviour as in the case of a dark spot (see Fig. 5);  $\theta$  mostly affects the loop width, whereas  $i$  impacts their amplitudes.

#### 4.6 Impact of a magnetic cool spot

We now briefly study the case of a cool magnetic spot. For M dwarfs, the temperature difference between the quiet photosphere and the spot is typically  $450 \text{ K}$ , and rarely exceeds  $900 \text{ K}$  (Berdyugina 2005). In this case, modelling both the photosphere and the spot as blackbodies, the relative spot brightness is likely to be  $b \sim 0.75$ , and is always larger than  $b \sim 0.55$  at  $2.2 \mu\text{m}$ . To investigate the combined effects of brightness and magnetic fields, we compute the average correlation slope between  $V_b$  and  $V_t$ , with  $b$  and  $B$ , respectively, in the range  $0-1$  and  $0.3-2.2 \text{ kG}$  (see Fig. 15). When  $b$  ranges from  $0.8$  to  $1.0$ , the effect of  $B$  on the line bisector dominates for magnetic fields weaker than  $1.0-1.4 \text{ kG}$  (this threshold depending on  $v \sin i$  as explained in Section 4.4). For instance,  $V_t$  is anticorrelated with  $V_b$  for a magnetic field of  $B = 0.9 \text{ kG}$  at  $b = 0.75$  (i.e. corresponding to a temperature difference of  $450 \text{ K}$



**Figure 15.** Effect of  $b$  and  $B$  on the average slope of  $V_t$  as a function of  $V_b$  for a cool magnetic equatorial spot on an equator-on star with  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$  at  $2.2 \mu\text{m}$  (same colour code as in Fig. 12).

for a photospheric temperature of  $3700 \text{ K}$ ). However, when  $b$  is smaller than  $\sim 0.6$ ,  $V_b$  is always correlated with  $V_t$ . The effect of the brightness contrast on the line bisector largely dominates that of magnetic field – the Zeeman signatures being too faint to generate a detectable impact. In this case, we note that the dynamic spectrum still includes information on the magnetic field in the far wings and significantly differs from that corresponding to a non-magnetic dark spot (see Fig. 8, left- and right-hand panels).

#### 4.7 Example of a magnetic dipole

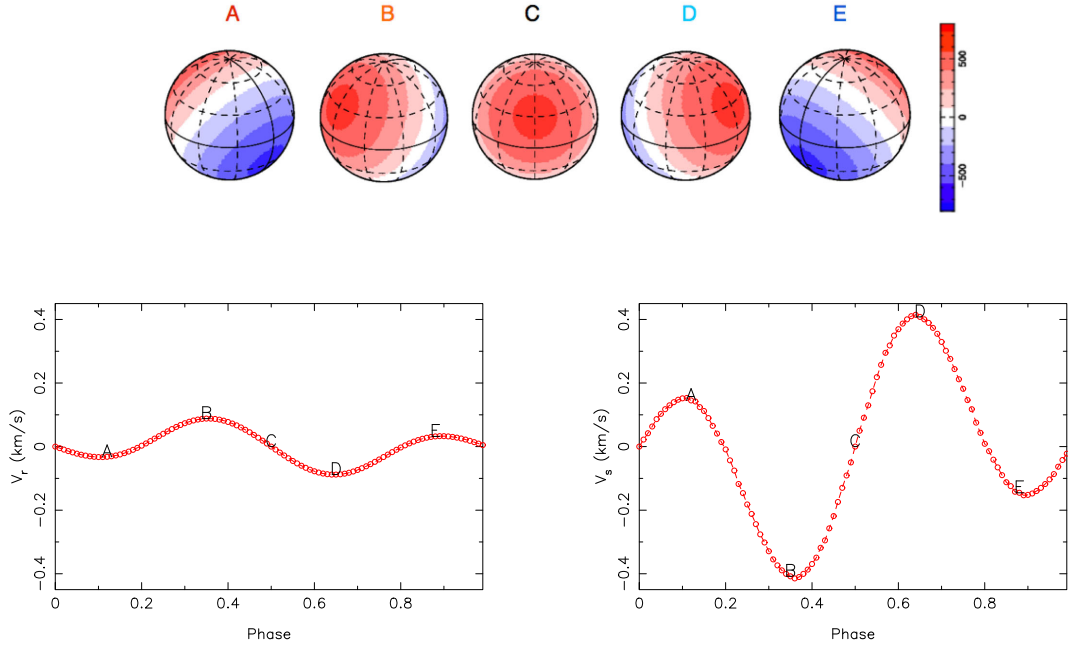
We finally consider the case of a magnetic dipole similar to those often found at the surfaces of fully convective M dwarfs (see e.g. Morin et al. 2008b). We assume a star viewed at  $i = 60^\circ$  with  $v \sin i = 5 \text{ km s}^{-1}$ , hosting a  $0.6 \text{ kG}$  magnetic dipole tilted at  $\beta = 60^\circ$  (see Fig. 16, top panel). As both magnetic poles are not viewed under the same angle at closest approach (see the top panel of Fig. 16), their respective signatures in  $V_r$  and  $V_s$  are different, with the pole coming closest to the observer (positive pole) generating the largest signals.

Looking at how  $V_s$  varies with  $V_r$ , we again note an anticorrelation between these two parameters (Fig. 17, middle panel), with the corresponding dual-loop diagram now showing a simpler, almost linear, shape. Similarly,  $V_b$  is tightly anticorrelated with  $V_t$  (Fig. 17, right-hand panel). As in Section 4.3,  $v \sin i$  controls the slope of  $V_s$  versus  $V_r$  and  $V_b$  versus  $V_t$  diagrams (see Fig. 18); as  $v \sin i$  increases, the tight anticorrelations differ more and more from those expected in the case of a planetary companion. We observe the same behaviour whatever  $i$  and  $\beta$  – these two parameters impacting only the loop amplitude. Furthermore, we report that  $K$  is 3 times smaller than  $J$  at  $\lambda_0 = 2.2 \mu\text{m}$  (see Fig. 16, bottom-left and bottom-right panels), and that both  $K$  and  $J$  are  $\sim 15$  times smaller at  $0.55 \mu\text{m}$  than at  $2.2 \mu\text{m}$  (see Fig. 18).

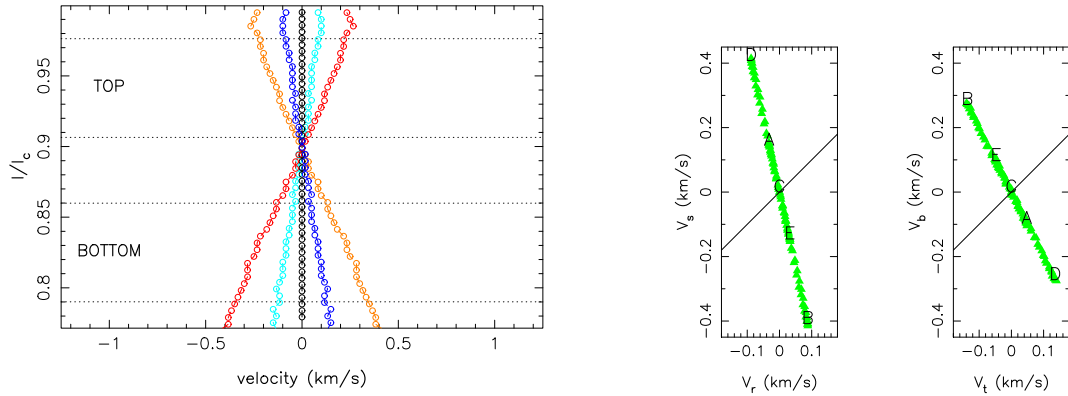
The temporal evolution of the bisector (Fig. 17, left-hand panel) shows that both top and bottom parts have opposite signs at all rotation phases. This behaviour is somewhat reminiscent of what is observed for some specific magnetic regions and stellar parameters, more specifically, those corresponding to the green domain of Fig. 12. Among the various notable differences, the main one is that both parameters tightly correlate with each other in the case of a dipole, reflecting that the bisectors corresponding to all rotation phases now cross each other at almost the same line depth.

The main origin of these differences is that, in the case of a dipole, the whole stellar surface (rather than just a small area) is covered





**Figure 16.** Same as Fig. 6 but with a star inclined at  $i = 60^\circ$  and hosting a 0.6 kG magnetic dipole tilted at  $\beta = 60^\circ$  to the rotation axis. Phases A – E now, respectively, correspond to phases 0.12, 0.35, 0.50, 0.65 and 0.88.



**Figure 17.** Same as Fig. 2, but for the star and magnetic topology shown in Fig. 16.

with magnetic fields whose intensity varies from 50 to 100 per cent of the polar field strength, depending on the magnetic latitude. As a result, the line bisector is distorted most of the time rather than only within a restricted phase range; moreover, the range of the surface magnetic strengths ensures that the  $\sigma$  components now span a wider velocity interval, thus affecting the profile on a larger scale.

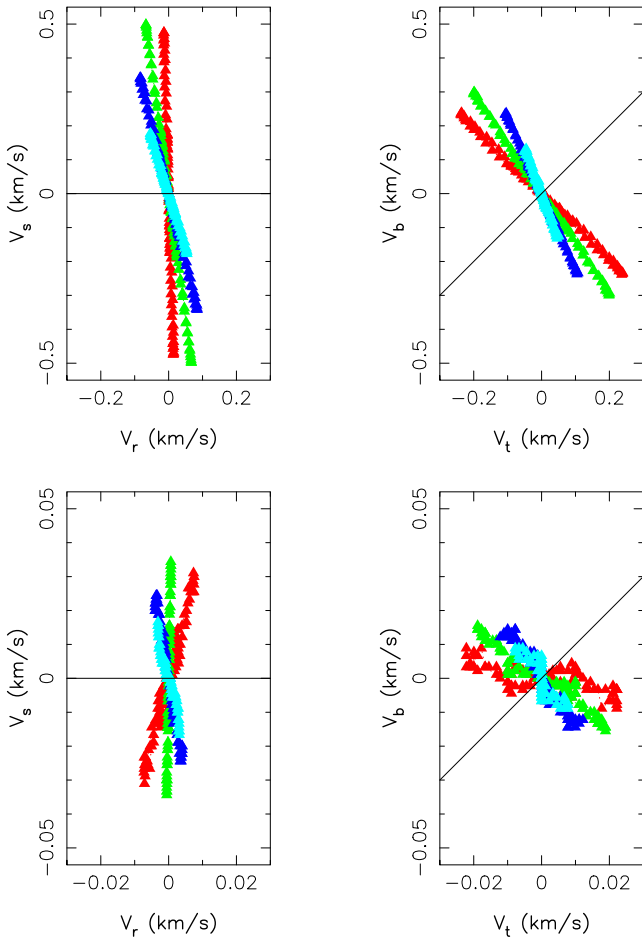
## 5 SUMMARY AND PERSPECTIVES

In this paper, we studied the impact of magnetic activity on both RV measurements and line profile bisectors – concentrating first on dark spots, and then on magnetic features of various types. More specifically, we investigated how magnetic regions affect the radial velocity  $V_r$ , the bisector span  $V_s$ , as well as the average velocity of the bottom,  $V_b$ , and top,  $V_t$ , part of the bisector depending on a number of key parameters (e.g. the projected rotation velocity  $v \sin i$ , the

stellar inclination  $i$ , the inhomogeneity latitude  $\theta$ , the magnetic field strength  $B$ , the central wavelength of the study  $\lambda_0$ ). We also looked at dynamic spectra to suggest new ways of diagnosing magnetic activity in line profile.

As already described in previous studies, dark spots distort line profiles, generating RV variations potentially mimicking a planetary signal and modifying the shape of line bisectors, in such a way that  $V_s$  and  $V_r$  are anticorrelated. In this new study, we focused more precisely on the bisector evolution as the star rotates, looking at how  $V_b$  varies with  $V_t$ . The distortion induced by a cool spot being mostly local (see Section 3.1), we find that  $V_b$  and  $V_t$  are correlated, for all stellar configurations and spot parameters.

We first studied the case of a magnetic field region at photospheric temperature, and then that of a cool magnetic spot. Magnetic regions have an effect on line profiles, especially at nIR wavelengths, showing both similarities and differences with the case of dark spots. In



**Figure 18.** Same as in Fig. 3, but for a dipole with  $B = 0.6$  G,  $\beta = 60^\circ$  and  $i = 60^\circ$ , for  $\lambda_0 = 2.2 \mu\text{m}$  (top panel) and for  $\lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$  (bottom panel). Note the 10 times smaller horizontal and vertical scales for the bottom panel.

particular, although we always observe an anticorrelation between  $V_r$  and  $V_s$ ,  $V_b$  and  $V_t$  can either be anticorrelated or correlated, depending on whether the Zeeman splitting is, respectively, smaller or larger than  $v \sin i$ . This anticorrelation is what differs most from the case of cool spots, and reflects that the Zeeman distortion affects simultaneously, but in opposite directions,  $V_b$  and  $V_t$  when the magnetic region crosses the centre of the visible hemisphere. Moreover, this change from anticorrelation to correlation occurs when  $J$  also reaches a maximum as a function of  $B$  (see Fig. 13), at a given  $\lambda_0$  and  $v \sin i$ . As  $B$  and  $\lambda_0$  play equivalent roles with respect to  $\Delta v_B$ , we find, as expected, that  $J$  reaches its maximum as a function of  $\lambda_0$ ; beyond this maximum  $V_b$  and  $V_t$  become correlated.

We also report that, for a slow rotator, the effect of magnetic regions on  $V_s$  is much smaller than that on  $V_r$  (see Fig. 9), making difficult the use of bisectors to diagnose stellar activity as in the case of cool spots.

With a large-scale magnetic dipole, the whole star is magnetic; as a result the distortion affects the line profile at all rotation phases, so that  $V_b$  is always anticorrelated with  $V_t$ , for the different star/dipole parameters tested herein. Up to now, the usual proxy for disentangling genuine planetary RV signals from RV jitters (caused by either cool spots or magnetic regions) is the anticorrelation between  $V_s$  and  $V_r$ . We show in this paper that looking at the correlation between  $V_b$  and  $V_t$  can bring further information, allowing one to distin-

guish dark spots from magnetic regions in some specific cases (see Fig. 12) especially in the nIR. Moreover, we confirm that the impact of stellar magnetic regions on line profiles is wavelength dependent (Reiners et al. 2013), whereas that of a planet is achromatic. More specifically, with a dark spot,  $J$  and  $K$  decrease when  $\lambda_0$  increases; on the opposite, both reach a maximum for a magnetic region. A multiwavelength study can thus allow one to determine the main origin of the activity jitter. In the case of a cool magnetic spot, the impact of a magnetic field on the bisector is only visible at low photosphere-to-spot brightness contrasts, i.e. mostly for M dwarfs in the nIR. Looking at dynamic spectra seems an interesting option to diagnose from line profiles the nature of the magnetic activity affecting RV curves.

The next step in our study is to implement a reliable way to invert sets of distorted profiles/dynamic spectra into maps of brightness/magnetic features, with the ultimate goal of filtering out the activity jitter from RV curves. This new filtering technique will have to preserve potential planetary signals. To further investigate this idea, we are presently carrying out RV and spectropolarimetric measurements at optical wavelengths with HARPSpol on the 3.6 m European Southern Observatory telescope on the one hand, and with both SOPHIE on the 1.93 m telescope at Observatoire de Haute-Provence and NARVAL on the 2 m telescope Bernard-Lyot atop Pic-du-Midi on the other hand.

Finally, this work also serves as science preparation for SPIRou – the next-generation spectropolarimeter/high-precision velocimeter for the 3.6 m CFHT – that will operate at nIR wavelength (first light in 2017).

## ACKNOWLEDGEMENTS

We gratefully acknowledge financial support from the ‘Programme National de Physique Stellaire’ (PNPS) and the ‘Programme National de Planétologie’ (PNP) of CNRS/INSU, France, which allowed the co-authors to regularly meet during the course of this work. JM’s work in Goettingen was supported by a fellowship of the Alexander von Humboldt foundation. We finally thank the referee for useful comments that helped to improve the manuscript.

## REFERENCES

- Barnes J., Jeffers S., Jones H., 2011, MNRAS, 412, 1599
- Berdugina S. V., 2005, Living Rev. Sol. Phys., 2, 8
- Boisse I., Bouchy F., Hébrard G., Bonfils X., Santos N., Vauclair S., 2011, A&A, 528
- Boisse I., Bonfils X., Santos N., 2012, A&A, 545
- Bonfils X. et al., 2007, A&A, 474, 293
- Buehler D., Lagg A., Solanki S., 2013, A&A, 555
- Desort M., Lagrange A., Galland F., Udry S., Mayor M., 2007, A&A, 473, 983
- Donati J., Collier Cameron A., Hussain G. A. J., Semel M., 1999, MNRAS, 302, 437
- Dumusque X. et al., 2012, Nature, 491, 207
- Forveille T. et al., 2009, A&A, 493, 645
- Gray D. F., 1982, ApJ, 255, 200
- Huélamo N. et al., 2008, A&A, 489, L9
- Mahmud N., Crockett C., Johns-Krull C., Prato L., Hartigan P., Jaffe D. C. A. B., 2011, ApJ, 736
- Martín E., Guenther E., Zapatero Osorio M., Bouy H., Wainscoat R., 2006, ApJ, 644, L75
- Meunier N., Desort M., Lagrange A.-M., 2010, A&A, 512, A39
- Morin J. et al., 2008a, MNRAS, 384, 77
- Morin J. et al., 2008b, MNRAS, 390, 567

- Pepe F. et al., 2011, A&A, 534, A58  
Prato L., Huerta M., Johns-Krull C., Mahmud N., Jaffe D., Hartigan P., 2008, ApJ, 687, L103  
Queloz D., Henry G., Sivan J., Baliunas S., Beuzit J., Donahue R., 2001, A&A, 379  
Reiners A., Bean J., Hubert K., Dreizler S., Seifahrt A., 2010, ApJ, 710, 432  
Reiners A., Shulyak D., Anglada-Escudé G., Jeffers S., Morin J., Zechmeister M., Kochuklov O., Piskunov N., 2013, A&A, 552  
Skumanich A., Lites B., 1987, ApJ, 322, 473  
Unno W., 1956, PASJ, 8, 108

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.

### C.1.2 *Modeling surface features and radial velocities of M-dwarfs using ZDI technique*, MNRAS, soumis en août 2015

## C.2 Liste des articles liés à la thèse hors premier auteur

- *"Modeling the magnetic activity & filtering radial velocity curves of young Suns : the weak-line T Tauri star LkCa 4"*, MNRAS, accepté le 14 août 2015.  
J.-F. Donati, **E. M. Hébrard**, G. Hussain, C. Moutou, K. Grankin, I. Boisse, J. Morin, S.G. Gregory, A.A. Vidotto, J. Bouvier and the MaTYSSE collaboration
- *"Magnetic activity and hot Jupiters of young Suns : the weak-line T Tauri stars V819 Tau and V830 Tau"*, MNRAS, soumis en juin 2015.  
J.-F. Donati, **E. M. Hébrard**, G. Hussain, C. Moutou, L. Malo, K. Grankin, A.A. Vidotto, S.H.P. Alencar, S.G. Gregory, M.M. Jardine, G. Herczeg, J. Morin, R. Fares, F. Ménard, J. Bouvier, X. Delfosse, R. Doyon, M. Takami, P. Figueira, P. Petit, I. Boisse and the MaTYSSE collaboration
- *"A maximum entropy approach to detect close-in giant planets around active stars"*, A&A, soumis en août 2015  
P. Petit, J.-F. Donati, **E. Hébrard**, J. Morin, C.P. Folsom, T. Böhm, I. Boisse, S. Borgniet, J. Bouvier, X. Delfosse, G. Hussain, S.V. Jeffers, S.C. Marsden, J.R. Barnes.



## ANNEXE D

### PROFILS DES RAIES SPECTRALES

#### D.1 Caractéristiques de la matrice $\mathbf{K}$

Les coefficients de la matrice  $\mathbf{K}$  vérifient :

$$\begin{aligned}
 \eta_I &= 1 + \frac{\eta}{2} \left[ \phi_\pi \sin^2 \theta + \frac{\phi_\pi + \phi_{\sigma_{red}}}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] \\
 \eta_Q &= \frac{\eta}{2} \left[ \phi_\pi - \frac{\phi_\pi + \phi_{\sigma_{red}}}{2} \sin^2 \theta \cos 2\chi \right] \\
 \eta_U &= \frac{\eta}{2} \left[ \phi_\pi - \frac{\phi_\pi + \phi_{\sigma_{red}}}{2} \sin^2 \theta \sin 2\chi \right] \\
 \eta_V &= [\phi_{\sigma_{red}} - \phi_{\sigma_{blue}}] \cos \theta \\
 \rho_Q &= \frac{\eta}{2} \left[ \psi_\pi - \frac{\psi_\pi + \psi_{\sigma_{red}}}{2} \sin^2 \theta \cos 2\chi \right] \\
 \rho_Q &= \frac{\eta}{2} \left[ \psi_\pi - \frac{\psi_\pi + \psi_{\sigma_{red}}}{2} \sin^2 \theta \sin 2\chi \right] \\
 \rho_V &= [\psi_{\sigma_{red}} - \psi_{\sigma_{blue}}] \cos \theta
 \end{aligned} \tag{D.1}$$

Les profils d'absorption  $\phi_s$  et dispersion  $\Psi_s$  sont définis par :

$$\begin{cases} \phi_s = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} H(v + s \Delta v_B, \alpha) \\ \psi_s = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} L(v + s \Delta v_B, \alpha), \end{cases} \tag{D.2}$$

avec,  $\Delta \nu_D$  l'élargissement Doppler,  $\Delta v_B$  la séparation Zeeman,  $s = -1, 0, 1$  pour les composantes  $\sigma_{blue}$ ,  $\pi$  et  $\sigma_{red}$  de la radiation lumineuse,  $H(v + s \Delta v_B, \alpha)$  est le profil de Voigt,  $L(v + s \Delta v_B, \alpha)$  celui de la dispersion associée.

#### D.2 Influence de $\alpha$ , $\beta$ et $\gamma$ sur le profil $I$ final

La figure suivante présente l'effet générale des paramètres stellaires caractérisant le profil d'intensité final. Ces paramètres sont caractéristique d'une étoile et sont laissés constants sur toute sa surface.

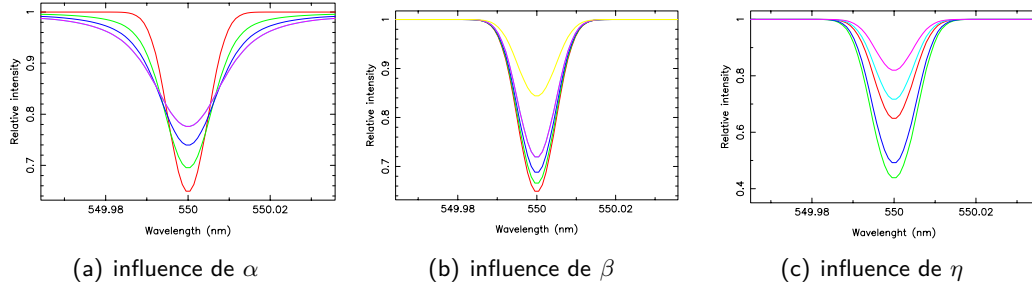


FIGURE D.1 – Influence des différentes constantes paramétrant le profil local : (a)  $\alpha = 1.5$  (violet), 1.0 (bleu), 0.5 (vert), et 0.0 (rouge) ; (b)  $\beta = 1.0$  (jaune), 1.5 (violet), 2.0 (bleu), 2.5 (vert), et 3.0 (rouge) ; (c)  $\eta = 0.5$  (rose), 1.0 (chan), 1.5 (rouge), 4.0 (bleu), et 6.0 (vert).

### D.3 Solutions d'Unno-Rachkovski

Avec les hypothèses présentées Section 3.2.1, la forme générale des solutions de l'équation de transfert en lumière polarisée est :

$$\begin{aligned}
 I &= B_0 + \mu B_1 \Delta^{-1} \left[ \eta_I (\eta_I^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2) \right] \\
 Q &= -\mu B_1 \Delta^{-1} \left[ \eta_I^2 \eta_Q + \eta_I (\eta_V \rho_U - \eta_U \rho_V) + \rho_Q (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V) \right] \\
 U &= -\mu B_1 \Delta^{-1} \left[ \eta_I^2 \eta_U + \eta_I (\eta_Q \rho_V - \eta_V \rho_Q) + \rho_U (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V) \right] \\
 V &= -\mu B_1 \Delta^{-1} \left[ \eta_I^2 \eta_V + \eta_I (\eta_U \rho_Q - \eta_Q \rho_U) + \rho_V (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V) \right]
 \end{aligned} \tag{D.3}$$

avec  $\Delta = \eta_I^2 (\eta_I^2 - \eta_Q^2 - \eta_U^2 - \eta_V^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2) - (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V)^2$ .

## LISTE DES FIGURES

1.1	Panorama des exoplanètes détectées à ce jour en fonction de la technique utilisée . . .	4
1.2	Illustration de chacune des techniques utilisées . . . . .	5
1.3	Illustration de l'effet Rossiter-McLaughlin . . . . .	7
1.4	Panorama des exoplanètes détectées à ce jour en fonction de la masse . . . . .	10
1.5	Estimation de la densité des Super-Terres . . . . .	13
1.6	Principe de calcul de la fonction de corrélation croisée (CCF) par la corrélation numérique entre un masque binaire et le spectre stellaire. Schéma adapté de Melo (2001).	17
1.7	Influence des oscillations stellaires sur la VR . . . . .	19
1.8	Image du Soleil prise par SDO . . . . .	21
1.9	Influence d'une tache froide sur la CCF . . . . .	22
1.10	Influence d'une tache froide sur les résidus RI . . . . .	23
1.11	Périodes affectées par une tache froide stellaire . . . . .	24
1.12	Diagramme papillon du Soleil . . . . .	24
1.13	Cycle magnétique de $\tau$ -Boo . . . . .	25
1.14	Influence du cycle magnétique sur la VR . . . . .	26
1.15	Résumé schématique des différentes échelles spatiales et temporelles de l'activité stellaire et de son impact sur les VR. . . . .	27
2.1	Définition des grandeurs liées au bissecteur . . . . .	30
2.2	Impact d'une tache sombre sur $V_r$ , $V_s$ , $V_b$ et $V_t$ . . . . .	31
2.3	Bissecteur standard d'étoiles type F à K. La zone grisée correspond à l'erreur moyenne, le chiffre situé sous le type spectral indique le nombre d'étoiles considérées (Gray, 1982).	32
2.4	Pente de la régression linéaire entre la variabilité photométrique et l'émission chromosphérique après un suivi de 13 à 20 ans au Mont Wilson. Extrait de Lockwood et al. (2007). . . . .	34
2.5	Cœur des différentes raies utilisées pour calculer les indices d'activité principaux (exemple de GJ 479). Le trait vertical en pointillé indique le centre de la raie. . . . .	35
2.6	Schéma représentant une exemple de topologies magnétiques poloïdale (gauche) et toroïdale (droite) dans le cas simple d'une champ axisymétrique. . . . .	36
2.7	Illustration des effet dynamo générant le champ magnétique stellaire . . . . .	37



2.8	Observation directe de l'effet Zeeman sur le Soleil . . . . .	38
2.9	Principe de l'effet Zeeman . . . . .	40
2.10	Sensibilité d'une raie à l'effet Zeeman . . . . .	41
2.11	VR dans l'IR : cas de TW Hya . . . . .	42
2.12	Influence d'une zone magnétique sur la CCF . . . . .	44
2.13	Influence d'une zone magnétique sur le bissecteur . . . . .	45
2.14	[Influence de $v \sin i$ et $B$ sur la pente de $V_b$ vs. $V_t$ . . . . .	45
2.15	[Influence d'une zone magnétique sur les résidus . . . . .	46
2.16	Spectres dynamiques des résidus RI . . . . .	47
2.17	Influence d'un dipôle magnétique sur le bissecteur . . . . .	48
2.18	Contraste entre la tache et la photosphère calme en fonction de la température photosphérique (les carrés représentent les étoiles géantes). Le Soleil ( $T_\star - T_{\text{spot}} = 1700 \text{ K}$ dans la zone d'ombre, et $T_\star - T_{\text{spot}} = 750 \text{ K}$ dans la pénombre) est représenté par $\odot$ . . . . .	48
2.19	Apport de la photométrie : étude de CoRoT-7b . . . . .	51
2.20	Définition de la matrice de cohérence . . . . .	52
2.21	Définition des paramètres de Stokes . . . . .	52
3.1	Principe de base du polarimètre . . . . .	57
3.2	Variations attendus de FWHM au cours de la rotation stellaire en présence d'une tache de 0.5%. . . . .	63
3.3	Principe de la méthode utilisée pour les étoiles de faible $v \sin i$ . . . . .	64
3.4	Principe de ZDI. . . . .	66
3.5	Images issues de la reconstruction d'une carte en brillance pour des rotateurs dits rapides avec une seule tache sombre . . . . .	69
3.6	Images issues de la reconstruction d'une carte en brillance pour des rotateurs dits rapides . . . . .	77
3.7	Comparaison entre la vitesse radiale et le velocity span initiaux et reconstruits par imagerie . . . . .	78
3.8	Périodogrammes de la VR pour $v \sin i = 15 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	79
3.9	Reconstruction de deux taches sombres de 3.0% pour $v \sin i = 1 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	80
3.10	Spectres dynamiques des résidus RI pour un large $v \sin i$ . . . . .	81
3.11	VR et Périodogrammes $v \sin i = 1 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	82
3.12	Périodogrammes $v \sin i = 1 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	83
3.13	Anti-corrélation $V_s$ vs. $V_r$ $v \sin i = 2 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	84
4.1	Signatures LSD des paramètres de Stokes $I$ et $V$ . . . . .	89
4.2	Signature LSD de la polarisation parasite NULL . . . . .	90
4.3	Champ longitudinal de GJ 358 . . . . .	92
4.4	Champ longitudinal de GJ 410 . . . . .	93
4.5	Configuration magnétique de GJ 358 . . . . .	95
4.6	Configuration magnétique de GJ 410 . . . . .	96
4.7	Configuration magnétique de GJ 846 . . . . .	97

4.8	Configuration magnétique de l'échantillon de naines M . . . . .	98
4.9	Ensemble des données et périodogrammes pour GJ 358 . . . . .	100
4.10	Ensemble des données et périodogrammes pour GJ 479 . . . . .	101
4.11	Ensemble des données et périodogrammes pour GJ 410 . . . . .	103
4.12	Ensemble des données et périodogrammes pour GJ 205 . . . . .	104
4.13	Spectres des résidus de GJ 358 . . . . .	107
4.14	Spectres des résidus de GJ 205 . . . . .	108
4.15	Spectres des résidus de GJ 479 . . . . .	108
4.16	Spectres des résidus de GJ 410 . . . . .	109
4.17	$B_l$ , $V_r$ et $FWHM$ reconstruits et remis en phase pour GJ 358 . . . . .	110
4.18	$B_l$ , $V_r$ et $FWHM$ reconstruits et remis en phase pour GJ 479 . . . . .	111
4.19	Cartes et courbes en VR obtenues en séparant les données de GJ 410 en trois époques	113
4.20	Résidus de GJ 410 . . . . .	114
4.21	$B_l$ , $V_r$ et $FWHM$ reconstruits et remis en phase pour GJ 205 . . . . .	115
4.22	Carte en brillance et périodogramme de VR an supposant une DR pour GJ 205 . . .	116
4.23	Correspondance entre les taches et le champ magnétique radial grande échelle . . . .	118
4.24	Ensemble des périodogrammes pour GJ 176 et GJ 674 . . . . .	120
4.25	$V_r$ modélisée pour GJ 674 . . . . .	122
4.26	$V_r$ modélisée pour GJ 176 . . . . .	123
4.27	Schéma du processus de filtrage à établir à terme. On note $D$ les données brutes et $V_D$ la VR associée aux profils $D$ , $P$ la contribution de la (des) planète(s) aux profils et $V_{D-P}$ la VR associée, et $J$ la contribution du jitter d'activité aux profils et $V_{D-P}$ la VR associée. Les flèches vertes sont associées aux sorties possibles du processus itératif, les flèches bleues aux boucles du processus itératif. . . . .	126
5.1	Région de formation planétaire . . . . .	128
5.2	Profils polarisés et non polarisés de LkCa 4 et V830 Tau . . . . .	130
5.3	Profils polarisés et non polarisés de V819Tau . . . . .	131
5.4	Carte magnétique de V819Tau . . . . .	131
5.5	Carte magnétique de V830Tau . . . . .	132
5.6	Carte magnétique de LkCa 4 . . . . .	132
5.7	Carte en brillance et VR de LkCa 4 . . . . .	134
5.8	Carte en brillance et VR de V819Tau . . . . .	134
5.9	Carte en brillance et VR de V830Tau . . . . .	135
5.10	Courbe de VR du possible Jupiter chaud de V830 Tau . . . . .	136
5.11	Périodogrammes de $B_l$ , $V_r$ et $V_r$ filtrée du jitter pour V830Tau . . . . .	137
B.1	Champ longitudinal de GJ 674 . . . . .	153
B.2	Champ longitudinal de GJ 205 . . . . .	154
B.3	Champ longitudinal de GJ 479 . . . . .	154
B.4	Champ longitudinal de GJ 176 . . . . .	154
B.5	Champ longitudinal de GJ 846 . . . . .	155
B.6	Configuration magnétique de GJ 674 . . . . .	156

B.7	Configuration magnétique de GJ 205 . . . . .	157
B.8	Configuration magnétique de GJ 479 . . . . .	158
B.9	Configuration magnétique de GJ 176 . . . . .	159
B.10	Périodogrammes du champ longitudinal de GJ 358 . . . . .	160
B.11	Périodogrammes du champ longitudinal de GJ 410 . . . . .	160
B.12	Périodogrammes du champ longitudinal de GJ 479 . . . . .	161
B.13	Périodogrammes du champ longitudinal de GJ 205 . . . . .	161
B.14	Périodogrammes du champ longitudinal de GJ 176 . . . . .	162
B.15	Périodogrammes du champ longitudinal de GJ 674 . . . . .	162
B.16	Corrélation entre $H\alpha$ et Na pour GJ 410 . . . . .	163
B.17	$B_l$ , $V_r$ et $FWHM$ reconstruits et remis en phase pour GJ 410 . . . . .	164
D.1	Influence des différentes constantes paramétrant le profil local : (a) $\alpha = 1.5$ (violet), 1.0 (bleu), 0.5 (vert), et 0.0 (rouge); (b) $\beta = 1.0$ (jaune), 1.5 (violet), 2.0 (bleu), 2.5 (vert), et 3.0 (rouge); (c) $\eta = 0.5$ (rose), 1.0 (chan), 1.5 (rouge), 4.0 (bleu), et 6.0 (vert). . . . .	182

## LISTE DES TABLES

3.1	Caractéristiques principales de NARVAL, ESPaDOnS et HARPSPol . . . . .	56
3.2	Comparaison de l'efficacité de NARVAL et d'HARPSPol . . . . .	56
3.3	Paramètres de l'image reconstruite pour les rotateurs rapides . . . . .	70
3.4	Paramètres de $V_r$ modélisées pour des rotateurs rapides . . . . .	72
3.5	Paramètres de l'image reconstruite pour les rotateurs lents . . . . .	74
3.6	Paramètres de $V_r$ modélisées pour des rotateurs lents . . . . .	75
4.1	Coordonnées et temps de pose des étoiles de l'échantillon de naines M . . . . .	87
4.2	Paramètres stellaires fondamentaux de l'échantillon . . . . .	88
4.3	Caractéristiques du champ magnétique grande échelle . . . . .	91
4.4	Table des paramètres caractérisant la détection et la modélisation du jitter d'activité . . . . .	105
4.5	Parts des différentes composantes du jitter d'activité . . . . .	106
4.6	Table des paramètres caractérisant la détection et la modélisation du jitter d'activité par DI . . . . .	109
4.7	Table des paramètres caractérisant la détection et la modélisation du jitter d'activité de GJ 410 . . . . .	112
4.8	Parts des différentes composantes du jitter d'activité . . . . .	117
4.9	Tables des paramètres planétaires et orbitaux de GJ 674b et GJ 176b . . . . .	119
4.10	Table des paramètres caractérisant la détection et la modélisation du jitter d'activité de GJ 176 et GJ 674 . . . . .	121
4.11	Parts des différentes composantes du jitter d'activité (pour l'ensemble de l'échantillon)	125
5.1	Paramètres stellaires fondamentaux des trois wTTSs présentées . . . . .	129
5.2	Caractéristiques du champ magnétique grande échelle des TTauri étudiées . . . . .	133
5.3	Paramètres orbitaux du probable Jupiter chaud en orbite autour de V830 Tau. . . . .	136
5.4	Parts des différentes composantes du jitter d'activité . . . . .	137
A.1	Journal des observations de GJ 846 . . . . .	145
A.2	Journal des observations de GJ 674 . . . . .	146
A.3	Journal des observations de GJ 358 . . . . .	147

A.4	Journal des observations de GJ 205 . . . . .	148
A.5	Journal des observations de GJ 479 . . . . .	149
A.6	Journal des observations de GJ 410 . . . . .	150
A.7	Journal des observations de GJ 176 . . . . .	151

- S. Aigrain, F. Pont, and S. Zucker. A simple method to estimate radial velocity variations due to stellar activity using photometry. *MNRAS*, 419, August 2012.
- Y. Alibert, C. Mordasini, W. Benz, and C. Winisdoerffer. Models of giant planet formation with migration and disc evolution. *A&A*, 434 :343–353, december 2005.
- M. Asplund, Å. Nordlund, R. Trampedach, C. Allende Prieto, and R. F. Stein. Line formation in solar granulation. I. Fe line shapes, shifts and asymmetries. *A&A*, 359 :729–742, July 2000.
- N. Astudillo-Defru, X. Bonfils, X. Delfosse, D. Ségransan, T. Forveille, F. Bouchy, M. Gillon, C. Lovis, M. Mayor, V. Neves, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, P. Rojo, N. C. Santos, and S. Udry. The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXVI. Planetary systems and stellar activity of the M dwarfs GJ 3293, GJ 3341, and GJ 3543. *A&A*, 575 :A119, mar 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201424253.
- S. L. Baliunas, R. A. Donahue, W. H. Soon, J. H. Horne, J. Frazer, L. Woodard-Eklund, M. Bradford, L. M. Rao, O. C. Wilson, Q. Zhang, W. Bennett, J. Briggs, S. M. Carroll, D. K. Duncan, D. Figueroa, H. H. Lanning, T. Misch, J. Mueller, R. W. Noyes, D. Poppe, A. C. Porter, C. R. Robinson, J. Russell, J. C. Shelton, T. Soyumer, A. H. Vaughan, and J. H. Whitney. Chromospheric variations in main-sequence stars. *ApJ*, 438 :269–287, jan 1995. doi : 10.1086/175072.
- I. Baraffe, D. Homeier, F. Allard, and G. Chabrier. New evolutionary models for pre-main sequence and main sequence low-mass stars down to the hydrogen-burning limit. *A&A*, 577 :A42, May 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425481.
- A. Baranne, M. Mayor, and J. L. Poncet. CORAVEL - A new tool for radial velocity measurements. *Vistas in Astronomy*, 23 :279–316, 1979. doi : 10.1016/0083-6656(79)90016-3.
- J.R. Barnes, S.V. Jeffers, and H.R.A. Jones. The effect of M dwarf starspot activity on low-mass planet detection thresholds. *MNRAS*, 412 :1599–1610, September 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17979.x.
- N. Batalha, W.J. Borucki, S.T. Bryson, L.A. Buchhave, and D.A. Caldwell. *Kepler's* first rocky planet : Kepler-10b. *ApJ*, 729 :27, march 2011.

- J.-P. Beaulieu, D.P. Bennett, P. Fouqué, and A. Williams. Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. *Nature*, 506 :287–302, July 2006.
- S. V. Berdyugina. Starspots : A Key to the Stellar Dynamo. *Living Reviews in Solar Physics*, 2 :8, December 2005.
- I. Boisse, C. Moutou, A. Vidal-Madjar, F. Bouchy, F. Pont, G. Hébrard, X. Bonfils, B. Croll, X. Delfosse, M. Desort, T. Forveille, A.-M. Lagrange, B. Loeillet, C. Lovis, J. M. Matthews, M. Mayor, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, J. F. Rowe, N. C. Santos, D. Ségransan, and S. Udry. Stellar activity of planetary host star HD 189 733. *A&A*, 495 :959–966, March 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200810648.
- I. Boisse, F. Bouchy, G. Hébrard, X. Bonfils, N. Santos, and S. Vauclair. Disentangling between stellar activity and planetary signals. *A&A*, 528, January 2011.
- I. Boisse, A. Santerne, J.-P. Beaulieu, W. Fakhardji, N. C. Santos, P. Figueira, S. G. Sousa, and C. Ranc. The first radial velocity measurements of a microlensing event : no evidence for the predicted binary. *ArXiv e-prints*, June 2015.
- X. Bonfils, M. Mayor, X. Delfosse, T. Forveille, M. Gillon, C. Perrier, S. Udry, F. Bouchy, C. Lovis, F. Pepe, D. Queloz, N.C. Santos, and J.-L. Bertaux. The HARPS search for southern extra-solar planets X. A  $m \sin i = 11$  Mearth planet around the nearby spotted M dwarf GJ674. *A&A*, 474 : 293–299, April 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20077068.
- X. Bonfils, M. Gillon, S. Udry, D. Armstrong, and F. Bouchy. A hot Uranus transiting the nearby M dwarf GJ3470. Detected with HARPS velocimetry. Captured with TRAPPIST photometry. *A&A*, 546 :A27, 2012.
- F. Bouchy, F. Pepe, and D. Queloz. Fundamental photon noise limit to radial velocity measurements. *A&A*, 374 :733–739, August 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010730.
- F. Bouchy, M. Bazot, N.C. Santos, and S. Vauclair. Asteroseismology of the planet-hosting star  $\mu$  Arae I. The acoustic spectrum. *A&A*, 440 :609–614, 2005. doi : 10.1086/159818.
- V. Bourrier and G. Hébrard. Detecting the spin-orbit misalignment of the super-Earth 55 Cancri e. *A&A*, 569 :A65, june 2014.
- S. F. Brown, J.-F. Donati, D. E. Rees, and M. Semel. Zeeman-Doppler imaging of solar-type and AP stars. IV - Maximum entropy reconstruction of 2D magnetic topologies. *A&A*, 250 :463–474, October 1991.
- F. Cavallini, G. Ceppatelli, and A. Righini. Asymmetry and shift of three Fe I photospheric lines in solar active regions. *A&A*, 143 :116–121, February 1985.
- G. Chabrier and I. Baraffe. Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects. *ARA&A*, 38 :337–377, 2000. doi : 10.1146/annurev.astro.38.1.337.
- D. Charbonneau, H.A. Knutson, T. Barman, and L.E. Allen. The broadband infrared emission spectrum of the exoplanet HD 189733b. *ApJ*, 686 :1341–1348, October 2008.

- S. Chatterjee, E.B. Ford, S. Matsumara, and F.A. Rasio. Dynamical outcomes of planet-planet scattering. *ApJ*, 686 :580–602, october 2008.
- A. Collier Cameron. Modelling Stellar Photospheric Spots Using Spectroscopy (Invited). In P. B. Byrne and D. J. Mullan, editors, *Surface Inhomogeneities on Late-Type Stars*, volume 397 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 33, 1992. doi : 10.1007/3-540-55310-X\_131.
- T. G. Cowling. The magnetic field of sunspots. *MNRAS*, 94 :39–48, November 1933.
- B. Croll, D. Lafrenière, L. Albert, R. Jayawardhana, and J. Forney. Near-infrared thermal emission from Wasp-12b : detections of the secondary eclipse in K, H and J. *A&A*, 141 :30, february 2011.
- X. Delfosse, T. Forveille, D. Ségransan, J.-L. Beuzit, S. Udry, C. Perrier, and M. Mayor. Accurate masses of low mass stars. IV. Improved mass-luminosity relations. *A&A*, 364 :217–224, july 2000.
- B.-O. Demory, M. Gillon, S. Seager, and B. Benneke. Detection of thermal emission from Super-Earth. *ApJ*, 751 :L28, january 2012.
- B.-O. Demory, D. Ehrenreich, D. Queloz, S. Seager, R. Gilliland, W. J. Chaplin, C. Proffitt, M. Gillon, M. N. Günther, B. Benneke, X. Dumusque, C. Lovis, F. Pepe, D. Ségransan, A. Triaud, and S. Udry. Hubble Space Telescope search for the transit of the Earth-mass exoplanet  $\alpha$  Centauri B b. *MNRAS*, 450 :2043–2051, june 2015. doi : 10.1093/mnras/stv673.
- M. L. DeRosa, A. S. Brun, and J. T. Hoeksema. Solar Magnetic Field Reversals and the Role of Dynamo Families. *ApJ*, 757 :96, September 2012. doi : 10.1088/0004-637X/757/1/96.
- M. Desort, A.-M. Lagrange, F. Galland, S. Udry, and M. Mayor. Search for exoplanets with the radial-velocity technique : quantitative diagnostics of stellar activity. *A&A*, 473 :983–993, July 2007.
- J.-F. Donati, M. Semel, B. D. Carter, D. E. Rees, and A. Collier Cameron. Spectropolarimetric observations of active stars. *MNRAS*, 291 :658, November 1997.
- J.-F. Donati, A. Collier Cameron, and P. Petit. Temporal fluctuations in the differential rotation of cool active stars. *MNRAS*, 345 :1187–1199, November 2003.
- J.-F. Donati, I. D. Howarth, M. M. Jardine, P. Petit, C. Catala, J. D. Landstreet, J.-C. Bouret, E. Alecian, J. R. Barnes, T. Forveille, F. Paletou, and N. Manset. The surprising magnetic topology of  $\tau$  Sco : fossil remnant or dynamo output ? *MNRAS*, 370 :629–644, August 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10558.x.
- J.-F. Donati, M. M. Jardine, S. G. Gregory, P. Petit, F. Paletou, J. Bouvier, C. Dougados, F. Ménard, A. C. Cameron, T. J. Harries, G. A. J. Hussain, Y. Unruh, J. Morin, S. C. Marsden, N. Manset, M. Aurière, C. Catala, and E. Alecian. Magnetospheric accretion on the T Tauri star BP Tauri. *MNRAS*, 386 :1234–1251, May 2008a. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13111.x.



- J.-F. Donati, C. Moutou, R. Farès, D. Bohlender, C. Catala, M. Deleuil, E. Shkolnik, A. C. Cameron, M. M. Jardine, and G. A. H. Walker. Magnetic cycles of the planet-hosting star  $\tau$  Bootis. *MNRAS*, 385 :1179, April 2008b.
- J.-F. Donati, S. G. Gregory, S. H. P. Alencar, J. Bouvier, G. Hussain, M. Skelly, C. Dougados, M. M. Jardine, F. Ménard, M. M. Romanova, and Y. C. Unruh. The large-scale magnetic field and poleward mass accretion of the classical T Tauri star TW Hya. *MNRAS*, 417 :472–487, October 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19288.x.
- J.-F. Donati, S. G. Gregory, S. H. P. Alencar, G. Hussain, J. Bouvier, C. Dougados, M. M. Jardine, F. Ménard, and M. M. Romanova. Magnetometry of the classical T Tauri star GQ Lup : non-stationary dynamos and spin evolution of young Suns. *MNRAS*, 425 :2948–2963, October 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21482.x.
- J.-F. Donati, S. G. Gregory, S. H. P. Alencar, G. Hussain, J. Bouvier, M. M. Jardine, F. Ménard, C. Dougados, M. M. Romanova, and MaPP Collaboration. Magnetospheric accretion on the fully convective classical T Tauri star DN Tau. *MNRAS*, 436 :881–897, November 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1622.
- J.-F. Donati, E. Hébrard, G. Hussain, C. Moutou, K. Grankin, I. Boisse, J. Morin, S. G. Gregory, A. A. Vidotto, J. Bouvier, S. H. P. Alencar, X. Delfosse, R. Doyon, M. Takami, M. M. Jardine, R. Fares, A. C. Cameron, F. Ménard, C. Dougados, G. Herczeg, and Matysse Collaboration. Modelling the magnetic activity and filtering radial velocity curves of young Suns : the weak-line T Tauri star LkCa 4. *MNRAS*, 444 :3220–3229, November 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1679.
- J.-F. Donati, E. Hébrard, G. Hussain, C. Moutou, L. Malo, K. Grankin, and Matysse Collaboration. Magnetic activity and hot Jupiters of young Suns : the weak-line T Tauri stars V819 Tau and V830 Tau. May 2015.
- D. Dragomir, J.M. Matthews, J.D. Eastman, and C. Cameron. *MOST* detects transits of HD 97658b, a warm, likely volatile-rich super-Earth. *ApJ*, 772 :L2, january 2013.
- X. Dumusque, S. Udry, C. Lovis, N.C. Santos, and M.J.P.F.G. Monteiro. Planetary detection limits taking into account stellar noise I. Observational strategies to reduce stellar oscillation and granulation effects? *A&A*, 525 :A140, 2011.
- X. Dumusque, F. Pepe, C. Lovis, D. Ségransan, J. Sahlmann, W. Benz, F. Bouchy, M. Mayor, D. Queloz, N. Santos, and S. Udry. An Earth-mass planet orbiting  $\alpha$  Centauri B. *Nature*, 491 : 207–211, November 2012.
- X. Dumusque, I. Boisse, and N. Santos. SOAP 2.0 : a tool to estimate the photometric and radial velocity variations induced by stellar spots and plagues. *ApJ*, 796, December 2014. doi : 10.1088/0004-637X/796/2/132.
- A. Eggenberger, S. Udry, and M. Mayor. Statistical properties of exoplanets. III. Planet properties and stellar multiplicity. *A&A*, 417 :353–360, april 2004a. doi : 10.1051/0004-6361:20034164.

- P. Eggenberger, C. Charbonnel, S. Talon, G. Meynet, A. Maeder, F. Carrier, and G. Bourban. Analysis of  $\alpha$  Centauri AB including seismic constraints. *A&A*, 417 :235–246, april 2004b. doi : 10.1051/0004-6361:20034203.
- A. Einstein. Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field. *Science*, 84 :506, 1936.
- M. Endl, P. Robertson, W.D. Cochran, P.J. MacQueen, and E.J. Brugamyer. Revisiting  $\rho$  Cancri e : a new mass determination of the transiting super Earth. *ApJ*, 759 :19, november 2012.
- J. W. Evans and R. Michard. Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere. I. Velocity Displacements of Fraunhofer Lines as a Function of Line Strength and Position on Disk. *ApJ*, 135 :812, May 1962. doi : 10.1086/147324.
- R. Fares, J.F. Donati, C. Moutou, and D. Bohlender. *MNRAS*, 398 :1383–1391, april 2009.
- R. Fares, C. Moutou, J.-F. Donati, C. Catala, E. L. Shkolnik, M. M. Jardine, A. C. Cameron, and M. Deleuil. A small survey of the magnetic fields of planet-host stars. *MNRAS*, 435 :1451–1462, oct 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1386.
- J.J. Fortney, K. Lodders, M.S. Marley, and R.S. Freedman. A unified theory for the atmospheres of the hot and very hot Jupiters : two classes of irradiated atmospheres. *ApJ*, 678 :1419–1435, may 2008.
- T. Forveille, X. Bonfils, X. Delfosse, M. Gillon, S. Udry, F. Bouchy, C. Lovis, M. Mayor, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, N.C. Santos, and J.-L. Bertaux. The HARPS search for southern extra-solar planets XIV. Gl 176b, a super-Earth rather than a Neptune, and at a different period. *A&A*, 493 : 645–650, September 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200810557.
- R. Fressin, G. Torres, D. Charbonneau, S.T. Bryson, and J. Christiansen. The false alarm positive rate of *Kepler* and the occurrence of planets. *ApJ*, 766 :81, april 2013.
- T. Gastine, J. Morin, L. Duarte, A. Reiners, U. R. Christensen, and J. Wicht. What controls the magnetic geometry of M dwarfs? *A&A*, 549 :L5, January 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220317.
- B.S. Gaudi and J.N. Winn. Prospects for the characterization and confirmation of transiting exoplanets via the Rossiter-McLaughlin effect. *ApJ*, 655 :550–563, january 2007.
- P. Goldreich and S. Soter. Q in the Solar System. *Icarus*, 5 :375–389, 1966. doi : 10.1016/0019-1035(66)90051-0.
- J. Gomes Da Silva, N.C. Santos, X. Bonfils, and X. Delfosse. Long-term magnetic activity of a sample of M-dwarf stars from the HARPS program. I. Comparison of activity indices. *A&A*, 534 : A30, 2011.
- J. Gomes Da Silva, N.C. Santos, X. Bonfils, and X. Delfosse. Long-term magnetic activity of a sample of M-dwarf stars from the HARPS program. II. Activity and radial velocity. *A&A*, 541 : A9, 2012.

- A Gould and A. Loeb. Discovering planetary systems through gravitational microlenses. *ApJ*, 396 : 104–114, September 1992.
- K. N. Grankin. Magnetically active stars in Taurus-Auriga : Photometric variability and basic physical parameters. *Astronomy Letters*, 39 :251–266, April 2013. doi : 10.1134/S1063773713040038.
- K. N. Grankin, J. Bouvier, W. Herbst, and S. Y. Melnikov. Results of the ROTOR-program. II. The long-term photometric variability of weak-line T Tauri stars. *A&A*, 479 :827–843, March 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20078476.
- D. F. Gray. The morphology of reversed spectral-line bisectors. *PASP*, 101 :832–838, September 1989. doi : 10.1086/132503.
- D. F. Gray. Absence of a planetary signature in the spectra of the star 51 Pegasi. *Nature*, 385 : 795–796, February 1997. doi : 10.1038/385795a0.
- David F. Gray. Observations of spectral line asymmetries and convective velocities in F, G, and K stars. *ApJ*, 255 :200–209, 1982. doi : 10.1086/159818.
- G. E. Hale. On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots. *ApJ*, 28 :315, 1908.
- G. E. Hale. Preliminary Results of an Attempt to Detect the General Magnetic Field of the Sun. *ApJ*, 38 :27, July 1913. doi : 10.1086/142013.
- G. E. Hale. The Magnetic Polarity of Sun-Spots. *ApJ*, 49 :153, 1919.
- G. E. Hale, F. H. Seares, A. van Maanen, and F. Ellerman. The General Magnetic Field of the Sun. Apparent Variation of Field-Strength with Level in the Solar Atmosphere. *ApJ*, 47 :206, May 1918. doi : 10.1086/142403.
- J. C. Hall. Stellar Chromospheric Activity. *Living Reviews in Solar Physics*, 5 :2, mar 2008.
- A. Hanslmeier, A. Nesis, and W. Mattig. The variation of the solar granulation structure in active and non-active regions. *A&A*, 251 :307–311, November 1991.
- A. Hanslmeier, A. Nesis, and W. Mattig. Dynamics of the solar granulation : bisector analysis. *A&A*, 288 :960–966, August 1994.
- A. P. Hatzes. The Radial Velocity Detection of Earth-mass Planets in the Presence of Activity Noise : The Case of  $\alpha$  Centauri Bb. *ApJ*, 770 :133, june 2013. doi : 10.1088/0004-637X/770/2/133.
- R.D. Haywood, A. Collier-Cameron, and D. Queloz. Planets and stellar activity : hide and seek in the CoRoT-7 system. *MNRAS*, 443, 2014.
- E.M. Hébrard, J.F. Donati, X. Delfosse, J. Morin, and I. Boisse. Detecting planets around active stars : impact of magnetic fields on radial velocities and line bisectors. *MNRAS*, 443 :2899–2611, 2014.
- M.J. Holman, D.C. Fabrycky, D. Ragozzine, and E.B. Ford. Kepler-9 : A System of Multiple Planets Transiting a Sun-Like Star, Confirmed by Timing Variations. *Science*, 330 :51–55, october 2010.

- N. Huélamo, P. Figueira, X. Bonfils, N.C. Santos, F. Pepe, M. Gillon, R. Azevedo, T. Barman, M. Fernández, E. di Folco, E.W. Guenther, C. Lovis, C.H.F. Melo, D. Queloz, and S. Udry. TW Hydrae : evidence of stellar spots instead of a Hot Jupiter. *A&A*, 489 :L9–L13, 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200810596.
- C.M. Huitson, D.K. Sing, F. Pont, J.J. Fortney, and A.S. Burrows. An HST optical-to-near-IR transmission spectrum of the hot Jupiter WASP-19b : detection of atmospheric water and likely absence of TiO. *MNRAS*, 434 :3252–3274, july 2013.
- C. M. Johns-Krull and J. A. Valenti. Detection of Strong Magnetic Fields on M Dwarfs. *ApJL*, 459 : L95+, March 1996. doi : 10.1086/309954.
- C. M. Johns-Krull, J. A. Valenti, and C. Koresko. Measuring the Magnetic Field on the Classical T Tauri Star BP Tauri. *ApJ*, 516 :900–915, May 1999. doi : 10.1086/307128.
- L. Jouve. *PhD.*, December 2008.
- J. F. Kasting, R. Kopparapu, R. M. Ramirez, and C. E. Harman. Remote life-detection criteria, habitable zone boundaries, and the frequency of Earth-like planets around M and late K stars. *Proceedings of the National Academy of Science*, 111 :12641–12646, September 2014. doi : 10.1073/pnas.1309107110.
- M. Kiraga and K. Stepien. Age-Rotation-Activity Relations for M Dwarf Stars. *Acta Astronomica*, 57 :149, June 2007.
- H.A. Knutson, D. Charbonneau, A. Burrows, F.T. O'Donovan, and G. Mandushev. Detection of a temperature inversion in the broadband emission spectrum of TrES-4b. *ApJ*, 691 :866–874, january 2009.
- H.A. Knutson, A.W. Howard, and H. Isaacson. A correlation between stellar activity and hot Jupiter emission spectra. *ApJ*, 720 :1569–1576, september 2010.
- C. Koen, F. Kilkeny, F. van Wyk, and F. Marang.  $UBV(RI)_C$  JHK observations of Hipparcos-selected nearby stars. *MNRAS*, 403 :1949–1948, 2010.
- M. Kürster, M. Endl, F. Rouesnel, S. Els, A. Kaufer, S. Brilliant, A. P. Hatzes, S. H. Saar, and W. D. Cochran. The low-level radial velocity variability in Barnard's star (= GJ 699). Secular acceleration, indications for convective redshift, and planet mass limits. *A&A*, 403 :1077–1087, June 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20030396.
- R. Kurucz. *CDROM # 13 (ATLAS9 atmospheric models) and # 18 (ATLAS9 and SYNTHE routines, spectral line database)*. Smithsonian Astrophysical Observatory, Washington D.C., 1993.
- J. Leconte, F. Forget, B. Charnay, R. Wordsworth, and F. Selsis. 3D climate modeling of close-in land planets : Circulation patterns, climate moist bistability, and habitability. *A&A*, 554 :A69, march 2013.
- A. Léger, C. Sotin, T. Guillot, D. Despois, D. Mawet, and M. Ollivier. A new family of planets ? "Ocean-planets". *Icarus*, 169 :499–504, march 2004.

- A. Léger, D. Rouan, J. Schneider, and P. Barge. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission VIII. CoRoT-7b : the first super-Earth with measured radius. *A&A*, 439 :437–440, January 2009.
- S.K. Leggett, F. Allard, T.R. Geballe, P.H. Hauschild, and A. Schweitzer. Infrared spectra and spectral energy distributions of late M and L dwarfs. *ApJ*, 548 :908–918, 2001.
- R. B. Leighton, R. W. Noyes, and G. W. Simon. Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report. *ApJ*, 135 :474, March 1962. doi : 10.1086/147285.
- G. W. Lockwood, B. A. Skiff, G. W. Henry, S. Henry, R. R. Radick, S. L. Baliunas, R. A. Donahue, and W. Soon. Patterns of Photometric and Chromospheric Variation among Sun-like Stars : A 20 Year Perspective. *ApJS*, 171 :260–303, July 2007. doi : 10.1086/516752.
- N. R. Lomb. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Ap&SS*, 39 :447–462, February 1976. doi : 10.1007/BF00648343.
- M. López-Morales, A. H. M. J. Triaud, F. Rodler, X. Dumusque, L. A. Buchhave, A. Harutyunyan, S. Hoyer, R. Alonso, M. Gillon, N. A. Kaib, D. W. Latham, C. Lovis, F. Pepe, D. Queloz, S. N. Raymond, D. Ségransan, I. P. Waldmann, and S. Udry. Rossiter-McLaughlin Observations of 55 Cnc e. *ApJL*, 792 :L31, September 2014. doi : 10.1088/2041-8205/792/2/L31.
- H.-G. Ludwig, F. Allard, and P. H. Hauschildt. Energy transport, overshoot, and mixing in the atmospheres of M-type main- and pre-main-sequence objects. *A&A*, 459 :599–612, November 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054010.
- N. Madhusudhan. C/O ratio as a dimension for characterizing exoplanetary atmospheres. *ApJ*, 758 : 36, october 2012.
- N. Madhusudhan, K.K.M. Lee, and O. Mousis. A possible carbon-rich interior in super-Earth 55 Cancri e. *ApJ*, 759 :L40, november 2012.
- E. E. Mamajek and L. A. Hillenbrand. Improved Age Estimation for Solar-Type Dwarfs Using Activity-Rotation Diagnostics. *ApJ*, 687 :1264–1293, November 2008. doi : 10.1086/591785.
- C. Marois, B. Macintosh, T. Barman, B. Zuckerman, I. Song, J. Patience, D. Lafrenière, and R. Doyon. Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799. *Nature*, 322 :1348–1352, november 2008.
- C. Marois, B. Zuckerman, M. Quinn, Quinn M. Konopacky, B. Macintosh, and T. Barman. Images of a fourth planet orbiting HR 8799. *Nature*, 468 :1080–1083, december 2010.
- M. Mayor and D. Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Science*, 378 :355–359, november 1995.
- C. Melo, N. C. Santos, W. Gieren, G. Pietrzynski, M. T. Ruiz, S. G. Sousa, F. Bouchy, C. Lovis, M. Mayor, F. Pepe, D. Queloz, R. da Silva, and S. Udry. A new Neptune-mass planet orbiting HD 219828. *A&A*, 467 :721–727, May 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066845.
- C.H.F. Melo. *Ph.D. thesis*, june 2001.

- N. Meunier, M. Desort, and A.-M. Lagrange. Using the Sun to estimate Earth-like planets detection capabilities II. Impact of plages. *A&A*, 512 :A39, January 2010. doi : 10.1051/0004.6361/200913551.
- C. Mordasini, Y. Alibert, W. Benz, and D. Naef. Extrasolar planet population synthesis. II. Statistical comparison with observations. *A&A*, 501 :1161–1184, July 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200810697.
- A. Morgenthaler, P. Petit, J. Morin, M. Aurière, B. Dintrans, R. Konstantinova-Antova, and S. Marsden. Direct observation of magnetic cycles in Sun-like stars. *Astronomische Nachrichten*, 332 : 866, dec 2011. doi : 10.1002/asna.201111592.
- J. Morin, J.-F. Donati, T. Forveille, X. Delfosse, W. Dobler, P. Petit, M. M. Jardine, A. C. Cameron, L. Albert, N. Manset, B. Dintrans, G. Chabrier, and J. A. Valenti. The stable magnetic field of the fully convective star V374 Peg. *MNRAS*, 384 :77, February 2008a.
- J. Morin, J.-F. Donati, P. Petit, X. Delfosse, T. Forveille, L. Albert, M. Aurière, R. Cabanac, B. Dintrans, R. Fares, T. Gastine, M. M. Jardine, F. Lignières, F. Paletou, J. C. Ramirez Velez, and S. Théado. Large-scale magnetic topologies of mid M dwarfs. *MNRAS*, 390 :567–581, October 2008b. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13809.x.
- J. Morin, E. Dormy, M. Schrunner, and J.-F. Donati. Weak- and strong-field dynamos : from the Earth to the stars. *MNRAS*, 418 :L133–L137, November 2011. doi : 10.1111/j.1745-3933.2011.01159.x.
- R. W. Noyes, L. W. Hartmann, S. L. Baliunas, D. K. Duncan, and A. H. Vaughan. Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars. *ApJ*, 279 :763–777, April 1984. doi : 10.1086/161945.
- J.G. O’Rourke, H.A. Knutson, M. Zhao, and J.J. Fortney. Warm Sptizer and palomar near IR secondary eclipse photometry of two hot Jupiters : WASP-48b and HAT-P-23b. *ApJ*, 781 :109, february 2014.
- E. N. Parker. Hydromagnetic Dynamo Models. *ApJ*, 122 :293, September 1955. doi : 10.1086/146087.
- F. Pepe, C. Lovis, D. Ségransan, W. Benz, F. Bouchy, X. Dumusque, M. Mayor, D. Queloz, N.C. Santos, and S. Udry. The HARPS search for Earth-like planets in the Habitable Zone. I. Very low-mass planets around HD 20794, HD 85512, and HD 192310. *A&A*, 534 :A58, August 2011. doi : 10.1051/0004-6361:201117055.
- P. Petit, J.-F. Donati, and A. Collier Cameron. Differential rotation of cool active stars : the case of intermediate rotators. *MNRAS*, 334 :374–382, August 2002. doi : 10.1046/j.1365-8711.2002.05529.x.
- P. Petit, J.-F. Donati, E. Hébrard, J. Morin, C. P. Folsom, T. Böhm, I. Boisse, S. Borgniet, J. Bouvier, X. Delfosse, G. Hussain, S. V. Jeffers, S. C. Marsden, and J. R. Barnes. Maximum entropy detection of planets around active stars. *ArXiv e-prints*, February 2015.

- D. Queloz, G.W. Henry, J.P. Sivan, S.L. Baliunas, J.L. Beuzit, and R.A. Donahue. No planet for HD 166435. *A&A*, 379, September 2001.
- D. Queloz, F. Bouchy, C. Moutou, A. Hatzes, and G. Hébrard. The CoRoT-7 planetary system : two orbiting super-Earths. *A&A*, 506, august 2009.
- V. Rajpaul, S. Aigrain, and S. J. Roberts. Ghost in the time series : no planet for Alpha Cen B. *ArXiv e-prints*, October 2015.
- A. Reiners, J.-L. Bean, K.-F. Hubert, S. Dreizler, and A. Seifahrt. Detecting planets around very low mass stars with the radial velocity method. *ApJ*, 710 :432–443, jan 2010.
- A. Reiners, D. Shulyak, G. Anglada-Escudé, S.V. Jeffers, J. Morin, M. Zechmeister, O. Kochuklov, and N. Piskunov. Radial velocity signatures of Zeeman broadening. *A&A*, 552, January 2013.
- M. M. Romanova and R. V. E. Lovelace. The Magnetospheric Gap and the Accumulation of Giant Planets Close to a Star. *ApJL*, 645 :L73–L76, July 2006. doi : 10.1086/505967.
- D. Rouan, H.J. Deeg, O. Demangeon, B. Samuel, and C. Cavarroc. The orbital phases and secondary transits of Kepler-10b, a physical interpretation based on the *lava – oceanplanet* model. *ApJ*, 741 :L30, november 2011.
- S. H. Saar. Improved methods for the measurement and analysis of stellar magnetic fields. *ApJ*, 324 :441–465, January 1988. doi : 10.1086/165907.
- A. Santerne, F. Fressin, and R. F. Díaz. The contribution of secondary eclipses as astrophysical false positives to exoplanet transit surveys. *A&A*, 557 :A139, 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321475.
- J. D. Scargle. Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *ApJ*, 263 :835–853, December 1982. doi : 10.1086/160554.
- K.C. Schlaufman and J.N. Winn. Evidence for the tidal destruction of hot Jupiters by sub giant stars. *ApJ*, 772 :143, august 2013.
- S. Seager and G. Mallén-Ornelas. A unique solution of planet and star parameters from extrasolar planet transit light curve. *ApJ*, 585 :1038–1055, March 2003.
- V. See, M. Jardine, A. Vidotto, P. Petit, and S.C. Marsden. The effects of stellar winds on the magnetospheres and potential habitability of exoplanets. *A&A*, 570 :A99, august 2014.
- M. Semel. Zeeman-Doppler imaging of active stars. I - Basic principles. *A&A*, 225 :456–466, November 1989.
- J. Setiawan, Th. Henning, R. Launhardt, A. Müller, P. Weise, and M. Kürster. *Nature*, 451, january 2008. doi : doi:10.1038/nature06426.
- J. Skilling and R. K. Bryan. Maximum Entropy Image Reconstruction - General Algorithm. *MNRAS*, 211 :111, November 1984.

- 
- K.B. Stevenson, J. Harrington, S. Nymeyer, N. Madhusudhan, and S. Seager. Possible thermochemical disequilibrium in the atmosphere of the exoplanet GJ 436b. *Nature*, 464 :1161–1164, april 2010.
- K.B. Stevenson, J.L. Bean, N. Madhusudhan, and J. Harrington. Deciphering the atmospheric composition of Wasp-12b : a comprehensive analysis of its dayside emission. *A&A*, 791 :36, august 2014.
- A. Strugarek, A. S. Brun, S. P. Matt, and V. Réville. On the Diversity of Magnetic Interactions in Close-in Star-Planet Systems. *ApJ*, 795 :86, November 2014. doi : 10.1088/0004-637X/795/1/86.
- A.H.M.J. Triaud. The time dependence of hot Jupiters orbital inclinations. *A&A*, 534 :L6, september 2011.
- W. Unno. Line Formation of a Normal Zeeman Triplet. *Astronomical Society of Japan*, 8 :108–125, August 1956.
- A. Vidal-Majar, J.-M. Déxert, and A. Lecavellier des Etangs. Detection of oxygen and carbon in the hydrodynamic ally escaping atmosphere of the extrasolar planet HD 209458b. *ApJ*, 604 :L69–L72, march 2004.
- A. Vidotto, M. Jardine, J. Morin, J.F. Donati, P. Lang, and J.B. Russel. Effects of M dwarf magnetic fields on potentially habitable planets. *A&A*, 557 :A67, June 2013.
- H.-H. Voigt. "Drei-Strom-Modell" der Sonnenphotosphäre und Asymmetrie der Linien des infraroten Sauerstoff-Tripletts. Mit 12 Textabbildungen. 40 :157, 1956.
- J.N. Winn, D. Fabrycky, S. Albrecht, and J.A. Johnson. Hot stars with hot Jupiters have high obliquities. *ApJ*, 718 :L145–L149, August 2010.
- J.N. Winn, J.M. Matthews, and R. Dawson. A Super-Earth transiting a naked-eye star. *ApJ*, 738 : L18, August 2011.
- M. Zechmeister and M. Kürster. The generalised Lomb-Scargle periodogram. A new formalism for the floating-mean and Keplerian periodograms. *A&A*, 496 :577–584, March 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200811296.
- L. Zeng and D. Sasselov. A Detailed Model Grid for Solid Planets from 0.1 through 100 Earth Masses. *Astronomical society of the Pacific*, 125 :227–239, march 2013.
- L. Zeng and D. Sasselov. The effect of the temperature evolution on the interior structure of H<sup>2</sup>O-rich planets. *ApJ*, 784 :96, april 2014.